П. А. ПЕТРОВ

ЯДЕРНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ

ГОСЭНЕРГОИЗДАТ





П. А. ПЕТРОВ

ЯДЕРНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1958 ЛЕНИНГРАД

ЭТ-5-3

Книга представляет собой курс, прочитанный автором в Московском энергетическом институте в 1956/57 г.

В книге изложены основы физического и теплового расчетов ядерных реакторов на тепловых нейтронах и дан примерный расчет ядерной энергетической установки. Рассмотрены вопросы атомного материаловедения и основные проблемы экономики ядерной энергетики. Дано описание ряда установок.

Книга предназначена для студентов энергетических вузов и инженеров-энергетиков, интересующихся вопросами ядерной техники.

Петров Петр Алексеевич

ЯДЕРНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ

Редактор *Г. Е. Холодовский* Техн. редактор *К. П. Воронин*

Сдано в набор 29/XI 1957 г. Подписано к печати 3/I.1 1958 г.
Т-01555. Бумага 60×92 1/16 16 печ. л. Уч.-изд. л. 18,5.
Тираж 15 000 экз. Цена в переплете № 5—10 р. 25 к., в переплете № 7—10 р. 75 к. Заказ 541

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Книга написана в соответствии с программой курса ядерных энергетических установок, прочитанного автором в 1956/57 учебном году для студентов-выпускников теплоэнергетической специальности Московского энергетического института. Это определило круг вопросов, включенных в книгу, и характер их проработки. Вопросы ядерной физики разобраны только в той мере, в какой это необходимо для понимания работы энергетических ядерных реакторов и основ их физического расчета. Подробно изложена методика теплового расчета ядерных реакторов, разработанная автором еще в 1947—1948 гг. Немалое место занимают в книге вопросы, связанные с выбором оптимальных параметров ядерных энергетических установок, вопросы, которыми автору пришлось заниматься в течение ряда лет. Уделено внимание вопросам атомного материаловедения и, в частности, проблеме тепловыделяющих элементов, имеющей первостепенное значение для работы ядерных реакторов.

Краткий срок написания книги, а также новизна многих вопросов, конечно, способствовали увеличению числа недостатков и промахов в книге, за указание которых автор будет благодарен.

Автор благодарит академика А. И. Алиханова за содействие в работе над книгой, доктора физ.-мат. наук А. Д. Галанина и канд. физ.-мат. наук Б. Л. Иоффе за критические замечания при просмотре в рукописи гл. 1—4 книги и канд. физ.-мат. наук Н. А. Бургова за просмотр гл. 5.

Автор благодарен профессорско-преподавательскому коллективу кафедры инженерной теплофизики МЭИ, возглавляемому членом-корреспондентом АН СССР В. А. Кириллиным, за ценную критику при обсуждении рукописи.

П. Петров.

СОДЕРЖАНИЕ

Глава шестая. **Отвод тепла от ядерных реакторов**

Глава седьмая. **Материалы активной зоны реактора**

Глава восьмая. **Конструкции и схемы ядерных энергетических установок**

Глава девятая. **Использование ядерных реакторов для производства электроэнергии**

Приложение I. **Расчет энергетического ядерного реактора**

ВВЕДЕНИЕ

Источником энергии, вырабатываемой турбогенераторами атомной электростанции, является процесс деления ядер атомов некоторых изотопов урана и плутония, осуществляемый в ядерных реакторах. Делящиеся вещества, используемые для работы ядерных реакторов, называют ядерным топливом или ядерным горючим. Важнейшими ядерными топливами являются уран-235 (U^{235}), плутоний-239 (Pu^{239}) и уран-233 (U^{233}).

Уран-235 входит в состав природного урана по числу атомов в количестве 0,714%, достаточном для возможности работы ядерных реакторов на природном уране. Около 0,006% в природном уране приходится на уран-234. Остальные 99,280% в природном уране составляет уран-238 (U^{238}), вклад от деления которого обычно невелик. При облучении в ядерном реакторе U^{238} частично переходит в Pu^{239}, а торий-232 (Th^{232}) — в U^{233}. Плутоний из облученного урана и U^{233} из облученного тория могут быть извлечены средствами химии, тогда как U^{235} получают из природного урана или обогащают им природный уран, применяя физические методы, разработанные для разделения изотопов. Уран с повышенным по сравнению с природным ураном содержанием U^{235} называют обогащенным ураном.

Таким образом, природный уран является первоисточником всех ядерных топлив и размеры его геологических запасов, пригодных для промышленной разработки, прежде всех других факторов определяют возможности и перспективы развития атомной энергетики.

В настоящее время основным источником получения урана являются месторождения урановых руд. Минералы, входящие в состав урановых руд, содержат уран в виде двуокиси UO_2, закиси-окиси U_3O_8 и трехокиси UO_3. Наиболее распространенной является урановая смоляная руда, по составу близкая к закиси-окиси урана U_3O_8. Значительные месторождения этой руды имеются в Канаде, Бельгийском Конго, Чехословакии, Франции. В США основным рудным минералом в промышленных месторождениях является уранинит, в состав которого входят UO_2 и UO_3. Одна из распространенных в США разновидностей уранинита называется настураном. Для промышленных руд нижний предел содержания урана принят в США равным 850 *г* на 1 *т*.

Некоторые горючие сланцы и каменные угли содержат уран в таких количествах, что могут служить источником промышленной добычи урана. Ураносодержащие битуминозные сланцы имеются в Швеции, Норвегии и США. Чаще всего они содержат около 100 *г* урана на 1 *т*, но встречаются слои, в которых содержание урана доходит до 3 500 *г* на 1 *т*. Каменные угли в большинстве случаев содержат мало урана. Однако встречаются угли, содержащие до 2 и даже 3 *кг* урана на 1 *т*. В сланцы и угли уран, по-видимому, был привнесен водой. Следует отметить, что морская вода, содержащая уран у поверхности океана в количестве $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ *г/л*, а на больших глубинах до $1{,}8 \cdot 10^{-6}$ *г/л*, является мощным природным источником урана.

По оценке Отдела сырьевых материалов КАЭ (Комиссии по атомной энергии США) мировые геологические запасы урана, пригодные для промышленной разработки, составляют $25 \cdot 10^6$ *т* и тория — $1 \cdot 10^6$ *т*. Деление всех атомных ядер, содержащихся в 1 *кг* урана или плутония, сопровождается выделением в реакторе $19 \cdot 10^9$ *ккал* тепла. Но при работе ядерных реакторов 10—20% делящихся веществ в результате захвата нейтронов не делится, а превращается в такие изотопы, которые практически можно считать неделящимися, а именно U^{235} частично переходит в U^{236} и Pu^{239} — в Pu^{240}. Из-за этого количество уничтоженных в реакторе или, как говорят, выгоревших делящихся веществ в среднем на 15% больше, чем количество разделившихся, и выделение тепла на 1 *кг* выгоревшего делящегося вещества поэтому следует принять равным $19 \cdot 10^9 \cdot 0{,}85 \approx 16 \cdot 10^9$ *ккал*. При однократном использовании природного урана выгорание делящихся веществ в нем (т. е. U^{235} и образующегося в уране Pu^{239}) можно довести до 3—4 *кг* на 1 *т*. Приняв 3,5 *кг/т*, выразим энергетические ресурсы мировых запасов урана в тоннах условного топлива ($Q_н^р = 7\,000$ *ккал/кг*):

$$B_U = \frac{25 \cdot 10^6 \cdot 3{,}5 \cdot 16 \cdot 10^9}{7 \cdot 10^6} \approx 0{,}20 \cdot 10^{12}\ т.$$

Это составляет 4% мировых запасов каменных и бурых углей, оцениваемых кругло в $5 \cdot 10^{12}$ *т* условного топлива, и примерно в 2—3 раза превышает мировые запасы нефти.

Применение повторных циклов использования ядерного топлива даст возможность значительно увеличить глубину выгорания. Повторное использование связано с регенерацией отработавшего ядерного топлива. Первая стадия регенерации — химическая — заключается в растворении топлива и выделении из раствора осколков деления и плутония, после чего из раствора осаждают соли урана. Вторая стадия — металлургическая — состоит в получении из солей металлов — урана и плутония — и изготовлении из них тепловыделяющих элементов для загрузки в реактор. На обеих стадиях регенерации имеют место невозвратимые потери ядерного горючего, которые составят, вероятно, не менее

2—3% на каждый цикл. Наличие этих потерь приводит к тому, что при повторных циклах использования ядерного горючего вряд ли удастся повысить глубину выгорания более чем до 100—200 *кг* на 1 *т*, даже если принять, что в каждом цикле осуществляется полное воспроизводство, т. е. количество образовавшихся делящихся веществ будет равно количеству выгоревших. Поэтому можно считать, что пригодные для промышленного использования геологические запасы урана по своей энергетической ценности представляют величину такого же порядка, как геологические запасы минеральных топлив. Что касается мировой добычи урана, то уже в настоящее время она достигает нескольких десятков тысяч тонн в год.

Высокая удельная теплопроизводительность ядерного топлива сводит к минимуму расходы по его транспорту, вследствие чего сооружение атомных электростанций в первую очередь целесообразно осуществлять в местностях, удаленных от источников минерального топлива. В качестве примера подсчитаем годовой расход природного урана для атомной электростанции мощностью 1 млн. *квт*, считая глубину выгорания 3 *кг/т*, коэффициент использования электростанции 7 000 *ч/год* и к. п. д. 0,25:

$$B_{U} = \frac{10^6 \cdot 860 \cdot 7\,000}{0,25 \cdot 16,0 \cdot 10^9 \cdot 3} = 500 \ m.$$

Из этого примера следует, что уже современная добыча урана может обеспечить работу атомных электростанций мощностью в несколько десятков миллионов киловатт, несмотря на еще весьма несовершенное использование ядерного горючего.

Далее следует обратить внимание на то обстоятельство, что увеличение глубины выгорания ядерного горючего, т. е. усовершенствование физических основ работы ядерных реакторов, должно дать несравненно больший экономический эффект, чем возможное повышение к. п. д. тепловой части атомной электростанции.

Быстрое развитие техники реакторостроения, а также технологии добычи и обработки урана и вспомогательных материалов, необходимых для сооружения ядерных реакторов, дает основание предполагать, что уже в ближайшие годы атомная энергетика разовьется в обширную отрасль энергетической промышленности, а в более отдаленном будущем, вероятно, займет ведущее положение в мировой энергетике.

Принятый в настоящее время способ использования атомной энергии состоит в превращении этой энергии посредством ядерных реакторов в тепловую энергию, преобразуемую затем в механическую и электрическую энергию посредством паровых турбин и электрических генераторов. Поэтому имеется большое сходство между атомной и обычной тепловой электростанциями. Важное различие между ними заключается в том, что на атомной электростанции существует радиационная опасность в виде

нейтронного и гамма-излучений, чрезвычайно усложняющая конструирование и эксплуатацию ядерного реактора и всего связанного с ним оборудования. Для защиты эксплуатационного персонала от излучений приходится применять, во-первых, защитные устройства, состоящие из толстых слоев воды, бетона, железа, свинца и других материалов, и, во-вторых, специальные приспособления и механизмы для дистанционного проведения некоторых рабочих операций. В аварийных случаях возможно попадание значительного количества радиоактивных веществ в воздух, вентилирующий помещения атомной электростанции, и сбросные воды. Поэтому при проектировании атомной электростанции должна быть предусмотрена и решена проблема радиоактивных сбросов, с тем чтобы защитить от их вредного действия не только эксплуатационный персонал, но также население, проживающее вблизи электростанции. Решение этой проблемы приводит к необходимости сооружения специальных очистных устройств — фильтров и отстойников, а в некоторых случаях — к размещению реактора, парогенераторов и другого оборудования в герметичной стальной оболочке. Для контроля интенсивности излучений в различных помещениях и на отдельных рабочих местах на атомной электростанции приходится иметь службу дозиметрии и большое количество специальной измерительной аппаратуры.

Мероприятия, связанные с радиационной опасностью, существенно повышают стоимость сооружения и эксплуатации атомных электростанций по сравнению с тепловыми электростанциями равной мощности.

На рис. В-1 в качестве примера представлена общая схема установки ядерного реактора на атомной электростанции. Реактор установлен в реакторном зале электростанции. Если на электростанции должно быть установлено несколько реакторов, то каждый из них размещают в отдельном реакторном зале. Так делают для удобства монтажа последующих реакторов на действующей электростанции, а также для того, чтобы все работы на одном реакторе, проводимые в реакторном зале дистанционно, и все аварийные режимы, требующие удаления рабочего персонала из реакторного зала, не сказывались на условиях эксплуатации других реакторов.

Реактор имеет большое количество трубчатых технологических каналов, располагаемых с определенным шагом и образующих в поперечном сечении реактора правильную решетку. На рис. В-1 показано вертикальное расположение технологических каналов, но применяют и горизонтальное расположение. В технологические каналы загружают тепловыделяющие элементы, имеющие сердечник, в состав которого входит ядерное горючее, и герметичную оболочку, защищающую сердечник от коррозионного действия первичного теплоносителя, омывающего тепловыделяющие элементы, а теплоноситель — от попадания в него радиоактивных осколков деления из сердечника. Тепловыделяющие

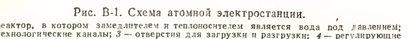


Рис. В-1. Схема атомной электростанции.

1 — реактор, в котором замедлителем и теплоносителем является вода под давлением; *2* — технологические каналы; *3* — отверстия для загрузки и разгрузки; *4* — регулирующие стержни; *5* — подводное хранилище отработавших тепловыделяющих элементов; *6* — отработавшие тепловыделяющие элементы; *7* — вагон-контейнер для перевозки отработавших тепловыделяющих элементов на радиохимический завод; *8* — мостовой кран с приспособлениями для загрузки и разгрузки реактора; *9* — циркуляционный насос для теплоносителя с герметичным ротором; *10* — парогенератор; *11* — питательный насос; *12* — конденсатный насос; *13* — бак питательной воды и деаэратор; *14* — конденсатор; *15* — сброс отсепарированной влаги; *16* — паровая турбина; *17* — промежуточный сепаратор влаги; *18* — электрический генератор.

элементы могут иметь форму цилиндров, стержней, пластин или трубчатых тел. Внутри технологического канала они располагаются таким образом, что образуют узкие продольные щели, по которым циркулирует первичный теплоноситель, отводящий тепло от тепловыделяющих элементов.

Деление ядер урана или плутония происходит в результате захвата нейтрона делящимся ядром. В свою очередь в каждом акте деления вылетают по меньшей мере два нейтрона, и эти нейтроны способны вызвать деление других ядер и т. д. Возникает самоподдерживающаяся цепная реакция. Для того, чтобы повысить вероятность захвата нейтрона ядром атома U^{235} или Pu^{239}, необходимо уменьшить скорость нейтронов, испускаемых при делении ядер. С этой целью в промежутках между технологическими каналами помещают замедлитель, т. е. вещество, способное замедлить нейтроны. В качестве замедлителей применяют материалы, состоящие из элементов с малым атомным весом и низкой поглощающей способностью по отношению к нейтронам. Таких материалов существует немного. Если реактор работает на природном уране, то в качестве замедлителя применяют тяжелую воду (D_2O), графит и бериллий. При использовании обогащенного урана, т. е. урана с повышенным содержанием U^{235}, в качестве замедлителя может быть применена природная вода.

Пространство внутри ядерного реактора, занятое тепловыделяющими элементами и замедлителем, называют активной зоной. Для уменьшения потери нейтронов активную зону обычно окружают отражателем нейтронов. Для отражателя применяют те же материалы, что и для замедлителя.

Существуют реакторы, в активной зоне которых нет замедлителя. Это — реакторы на быстрых нейтронах. Они могут работать только на высокообогащенном уране или плутонии. Из-за сложности конструкции и управления эти реакторы не получили такого распространения, как реакторы на тепловых нейтронах.

В состав активной зоны, кроме ядерного горючего и замедлителя, входят также вещества, бесполезно поглощающие нейтроны и поэтому утяжеляющие условия, необходимые для возникновения самоподдерживающейся цепной реакции деления. К числу таких веществ относятся металлы, из которых изготовлены оболочки тепловыделяющих элементов и трубы технологических каналов, теплоноситель, а также различные загрязняющие примеси, могущие содержаться в материалах активной зоны. При конструировании реакторов стремятся к тому, чтобы всех этих вредных поглотителей нейтронов в активной зоне было возможно меньше, и кроме этого, стараются применять в активной зоне вещества с низкой способностью поглощения нейтронов.

При заданном соотношении ядерного горючего, замедлителя и веществ, поглощающих нейтроны, и заданном размещении технологических каналов самоподдерживающаяся цепная реакция деления возникает сама собой при достижении активной зоной

определенных размеров, называемых критическими размерами реактора. Чем больше внутри активной зоны вредных поглотителей нейтронов, тем больше критические размеры. Объем активной зоны в ядерных реакторах делают больше критического и доводят до критического значения путем погружения в активную зону стержней из материалов, интенсивно поглощающих нейтроны. Эти стержни называют компенсирующими. Во время работы реактора в тепловыделяющих элементах постепенно накапливаются осколки деления ядер, представляющие собой ядра атомов различных элементов из средней части таблицы Менделеева. Некоторые из этих элементов сильно поглощают нейтроны. По мере накопления осколков деления компенсирующие стержни постепенно выводят из активной зоны и тем самым компенсируют растущий захват нейтронов осколками деления и выгорание U^{235}. К концу кампании компенсирующие стержни оказываются полностью выведенными из активной зоны, после чего реактор приходится останавливать для разгрузки отработавших тепловыделяющих элементов и загрузки новых. Вредное действие осколков деления на работу реактора называют отравлением реактора продуктами деления.

Кроме компенсирующих стержней, в реакторе имеются регулирующие стержни, поддерживающие заданный уровень мощности реактора, и аварийные стержни, быстро гасящие ядерную реакцию в случае появления какой-либо аварийной опасности.

Плотность нейтронного поля (число нейтронов в 1 *см*³) не всюду одинакова в активной зоне. Она выше в ее центре и меньше на периферии. Такое распределение плотности нейтронного поля объясняется влиянием утечки нейтронов с поверхности активной зоны. Из-за неравномерности нейтронного поля выгорание ядерного топлива и накопление осколков деления в центральных технологических каналах происходят быстрее, чем в периферийных. Поэтому иногда не разгружают целиком весь реактор, а сначала производят замену тепловыделяющих элементов в центральных технологических каналах или же меняют местами тепловыделяющие элементы центральных и периферийных каналов. Продолжительность работы тепловыделяющих элементов в реакторе зависит от многих факторов, но во всех случаях она тем меньше, чем выше удельная мощность тепловыделяющих элементов в киловаттах на 1 *кг* ядерного горючего. Эта продолжительность может изменяться от нескольких недель до нескольких месяцев и даже лет.

Загрузка и выгрузка тепловыделяющих элементов производятся при остановленном реакторе через отверстия в крышке корпуса, хотя, вероятно, возможны и другие решения. Сборки тепловыделяющих элементов извлекают из технологических каналов посредством мостового крана с дистанционным управлением или специальной разгрузочно-загрузочной машины и передают в хранилище. Из-за высокой радиоактивности тепловыделяющих эле-

ментов присутствие людей в реакторном зале во время разгрузки недопустимо. Это обстоятельство заставляет предъявлять особо высокие требования к надежности работы всех механизмов разгрузки, с тем чтобы исключить возможность зависания сборки в реакторном зале, например из-за порчи мотора крана. Стены реакторного зала должны иметь толщину, достаточную для защиты от излучения извлеченных из реактора тепловыделяющих элементов.

Другие способы защиты заключаются в применении свинцовых скафандров для транспортировки разгружаемых тепловыделяющих элементов от реактора до хранилища или защитных устройств, заполняемых на время разгрузки водой, так чтобы разгружаемые тепловыделяющие элементы всегда находились под слоем воды толщиной в несколько метров.

Отработавшие тепловыделяющие элементы должны выдерживаться в хранилище год или даже несколько лет, для того чтобы их радиоактивность снизилась до величины, позволяющей проводить их химическую переработку с целью извлечения плутония и очистки урана от радиоактивных продуктов деления. Вторичный уран, называемый регенератом, обеднен по изотопу U^{235}, но он все же может содержать количество этого изотопа, достаточное для повторного использования регенерата в реакторе, в особенности если исходный уран был обогащен U^{235}. Что касается плутония, то он, как уже было сказано, представляет собой ценное ядерное горючее. Извлеченные из урана продукты деления, все еще сохраняющие огромную радиоактивность, должны быть надежно захоронены.

Переработка отработавших тепловыделяющих элементов может производиться только на специальном радиохимическом заводе, куда элементы должны отправляться в вагонах-контейнерах, имеющих мощную защиту из свинца. Было бы невыгодным строить радиохимический завод при каждой атомной электростанции. К тому же следует иметь в виду, что такой завод будет иметь очень большие радиоактивные сбросы и поэтому постройка его может оказаться недопустимой во многих местах, пригодных для сооружения атомных электростанций, например, вблизи поселений или источников водоснабжения. Вследствие этого, как правило, можно рассчитывать только на постройку центральных радиохимических заводов, каждый из которых обслуживает атомные электростанции, расположенные в его районе.

Регенерат урана, уран-233 и плутоний, обычно в виде солей, с радиохимического завода поступают на завод, вырабатывающий из этих солей металлы, а из металлов изготавливающий тепловыделяющие элементы. Регенерат, очищенный от осколков деления, доступен по своей радиоактивности для непосредственной работы с ним человека.

При использовании для ядерных реакторов природного урана или урана с очень небольшим обогащением и глубоком выгора-

нии делящихся изотопов химическая переработка отработавшего топлива может оказаться экономически невыгодной. В таких случаях придется хранить облученный уран на складе, не извлекая из него плутония, но сохранив эту возможность для будущих времен.

В качестве теплоносителя в первичном контуре циркуляции применяют природную воду, тяжелую воду, газы, жидкие металлы и некоторые органические высококипящие жидкости. Циркуляция осуществляется в первичном контуре посредством нагнетателей, прокачивающих теплоноситель через технологические каналы реактора и парогенераторы. Вырабатываемый парогенераторами пар поступает в паровые турбины и совершает тот же рабочий цикл, что и на обычных тепловых электростанциях. Так как теплоноситель, проходя через активную зону, становится в той или иной степени радиоактивным, то все элементы первичного контура размещают за биологической защитой, охраняющей персонал электростанции от вредного действия излучения. Пар во вторичном контуре нерадиоактивен, и поэтому условия эксплуатации турбинного цеха атомной электростанции не отличаются от обычных. Существуют также проекты ядерных реакторов, производящих пар непосредственно в своей активной зоне. В этом случае пар будет радиоактивным, что, по-видимому, должно усложнить эксплуатацию турбинного цеха.

Радиоактивность теплоносителя сильно возрастает во время работы реактора, если происходит нарушение герметичности защитной оболочки хотя бы у одного тепловыделяющего элемента и радиоактивные осколки деления начинают попадать в теплоноситель. В этом случае особенно быстро растет радиоактивность теплоносителя, если материал сердечника тепловыделяющего элемента не обладает достаточной коррозийной стойкостью по отношению к теплоносителю, т. е. если в результате коррозии он разрушается и загрязняет теплоноситель. Чтобы ликвидировать аварию, приходится возможно скорее извлекать из активной зоны реактора сборку с дефектным элементом. Эту операцию трудно проводить без остановки реактора. При каждой такой аварии первичный контур сильно загрязняется радиоактивными продуктами коррозии сердечника и постепенно становится все менее доступным для обслуживания и ремонта. Ясно, что стойкость тепловыделяющих элементов, или, как иногда говорят, их живучесть, имеет первостепенное значение не только для надежности работы ядерного реактора, но также для экономичности атомных электростанций и безопасности их обслуживания.

Тепловыделяющие элементы не только должны обладать достаточной коррозийной стойкостью, но должны также успешно противостоять разрушающему действию нейтронов и осколков деления на материалы оболочки и сердечника. Эти радиационные нарушения могут оказывать большое влияние на физические свойства материалов и их поведение в ядерных реакторах.

Трудность решения проблемы создания стойких тепловыделяющих элементов возникает главным образом из-за строгих ограничений в выборе материалов и их количестве. При использовании природного или слабо обогащенного урана применение стали в активной зоне невозможно из-за слишком большого поглощения нейтронов сталью; защитные оболочки и трубы технологических каналов можно делать из алюминия, циркония, магния, причем допустимые количества этих металлов в активной зоне ограничены. Все эти металлы, а также сплавы, изготавливаемые на их основе, значительно уступают нержавеющей стали по жаропрочности и коррозийной стойкости в воде и агрессивных газах при высоких температурах. Это обстоятельство отражается на выборе параметров пара для атомных электростанций.

В большинстве разработанных проектов предлагается использование пара среднего или низкого давления, насыщенного или слабо перегретого. При расширении такого пара в паровой турбине предельно допустимая из условий безэрозионной работы турбинных лопаток влажность получается уже в средних ступенях турбины. Поэтому приходится ставить промежуточный сепаратор влаги. Для мощных турбин при невысоком давлении пара такой сепаратор выходит очень громоздким.

На первый взгляд установки подобного рода кажутся шагом назад в энергетике, особенно специалистам-энергетикам, привыкшим к установкам высокого давления. Тем не менее такая точка зрения ошибочна. В обычной энергетике мы предпочитаем пар высоких параметров не потому, что нам нравится иметь с ним дело, а потому что установки высокого давления экономически выгоднее, чем установки среднего или низкого давления. Передовыми и наиболее современными установками следует признавать установки, работающие с наибольшей экономичностью. Поэтому если атомные электростанции, работающие на насыщенном паре низкого давления, окажутся более экономичными, чем сжигающие уголь электростанции высокого давления, то они и станут наиболее распространенными передовыми энергетическими установками.

Дальнейший экономический прогресс на атомных электростанциях, по всей вероятности, будет связан не столько с усовершенствованием их тепловой части, сколько с повышением глубины выгорания ядерного горючего и использованием вторичных ядерных топлив: Pu^{239} и U^{233}. Возможности прогресса в этом направлении поистине колоссальны: от использования 3—4 *кг* на 1 *т* природного урана до почти полного сжигания всей тонны.

Литература

1. Геология атомных сырьевых материалов. Сборник докладов иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии в Женеве в 1955 г. Госгеолтехиздат, Москва, 1956.

2. С. М. Фейнберг и С. А. Скворцов, Вопросы экономики атомной энергетики, «Атомная энергия», 1956, № 2.

Глава первая

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

1-1. СТРОЕНИЕ АТОМОВ

Атом есть мельчайшая частица химического элемента. Атом имеет положительно заряженное ядро и отрицательно заряженную электронную оболочку. Атомное ядро состоит из нейтронов и протонов. Нейтрон не имеет заряда, он электрически нейтрален. Протон обладает единичным положительным зарядом, равным по величине заряду электрона. В нормальном состоянии атома число электронов в его оболочке равно числу протонов в его ядре, следовательно отрицательный заряд оболочки численно равен положительному заряду ядра и атом в целом электрически нейтрален.

Способность атомов группироваться в молекулы и кристаллы и образовывать химические соединения определяется свойствами их электронных оболочек. В свою очередь число электронов в оболочке и их распределение однозначно задаются электрическим полем атомного ядра, т. е. другими словами, числом протонов в ядре. Поэтому атом сохраняет свою индивидуальность как химический элемент до тех пор, пока остается неизменным заряд его ядра. Атом может потерять часть электронов из своей оболочки или даже все электроны; он может присоединить к оболочке добавочные электроны; число нейтронов в его ядре может увеличиться или уменьшиться, но пока число протонов в его ядре не изменилось, он продолжает быть атомом водорода, железа, урана и т. п. Следовательно, электрический заряд является самым важным свойством ядра, так как он определяет химический элемент, к которому относится данный атом. Следующим по важности свойством является масса ядра. Этих двух свойств вполне достаточно для того, чтобы определить ядро, а значит, и атом элемента. Число положительных зарядов ядра, равное числу протонов, входящих в его состав, называют атомным номером элемента Z. Суммарное число протонов и нейтронов в атомном ядре называют массовым числом элемента A. Так как число протонов в ядре равно Z, то число нейтронов равно $A - Z$. Массовое число равно ближайшему целому числу, выражающему атомный вес элемента.

Атомы, имеющие один и тот же атомный номер, но разные массовые числа, называют изотопами. Химически они тождественны и представляют собой разновидность одного и того же химического элемента. Очевидно, что ядра изотопов содержат одинаковое число протонов, но разное число нейтронов. Атомы, имеющие одинаковые массовые числа, но разные атомные номера, называют изобарами. Такие атомы представляют собой разные химические элементы.

Простейшими изотопами являются два изотопа водорода: легкий водород $_1H^1$, ядром атома которого является протон, и тяжелый водород $_1H^2$ или D, называемый дейтерием, ядро атома которого состоит из одного протона и одного нейтрона. Это ядро называют дейтроном.

В табл. 1-1 приведены атомные веса и массы для частиц, входящих в состав атомов, а также для самого простого атома — атома водорода $_1H^1$, состоящего из одного протона и одного электрона.

Таблица 1-1

	Атомный вес ($_8O^{16}$=16,00000)	Масса, *г*
Электрон	$5,4862 \cdot 10^{-4}$	$9,106 \cdot 10^{-28}$
Протон	1,00759	$1,6724 \cdot 10^{-24}$
Нейтрон	1,00895	$1,6746 \cdot 10^{-24}$
Атом водорода	1,00814	$1,6733 \cdot 10^{-24}$

Самая тяжелая частица — это нейтрон. Он тяжелее не только протона, но даже атома водорода. Самая легкая частица — электрон: он в 1 836 раз легче протона, по своей массе мало отличающегося от нейтрона. Из этих данных следует, что почти вся масса атома сосредоточена в его ядре. Масса оболочки составляет сотые доли процента массы атома.

Размеры частиц, входящих в состав атомов, и самих атомов не могут быть определены с такой точностью, как заряд или масса. Считают, что протон и нейтрон имеют близкие по величине размеры порядка 10^{-13} *см*. Радиус атомного ядра может быть подсчитан по эмпирической формуле

$$R = 1,3 \cdot 10^{-13} A^{1/3}\ см. \qquad (1\text{-}1)$$

Радиус атома по порядку величины составляет 10^{-8} *см*. Сопоставление радиуса атома с радиусом атомного ядра показывает, что ядро занимает ничтожную часть объема внутри атома. Самое большое из встречающихся в природе ядер есть ядро урана $_{92}U^{238}$, которое содержит 92 протона и 238—92=146 нейтронов. Его радиус по формуле (1-1) равен $0,8 \cdot 10^{-12}$ *см*. Радиус атома урана близок к $1,5 \cdot 10^{-8}$ *см*, т. е. больше радиуса ядра почти в $2 \cdot 10^4$ раз. Если увеличить ядро атома урана до 1 *мм*

в поперечнике, то электроны его оболочки пришлось бы изобразить в виде пылинок, вращающихся вокруг ядра на расстояниях до 10 *м*. Подсчет показывает, что сумма объемов атомных ядер в 1 $м^3$ урана, весящем 18,9 *т*, составляет менее одной тысячной кубического миллиметра. Плотность ядерного вещества огромна: около 10^{14} $г/см^3$. Отсюда напрашивается вывод, что тела состоят главным образом из «пустоты». Этот вывод как бы подтверждается тем фактом, что некоторые микрочастицы (нейтроны, гамма-кванты) способны проходить сквозь очень большие толщи материалов. Следует, однако, иметь в виду, что «пустое» пространство внутри атомов в действительности не является пустым, так как оно занято электрическим полем. Поэтому все тела хорошо проницаемы только для нейтральных частиц, не несущих электрического заряда и, следовательно, не затормаживаемых электрическими полями. Такими частицами являются, в частности, нейтроны.

1-2. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЯДРА

Электроны оболочки связаны в атоме электростатическим притяжением их отрицательного заряда к положительному заряду ядра. Энергия связи этих электронов с ядром несравненно меньше, чем энергия связи между частицами в ядре. Поэтому в ядерной физике связей электронов с ядром атома, а равным образом и валентных связей между атомами в большинстве случаев можно не принимать во внимание.

Энергию связи электронов с ядром и атомов друг с другом обычно выражают в электроновольтах. 1 электроновольт — это энергия, которую приобретает электрон, пробегая ускоряющую разность потенциалов в 1 *в*. Для энергии связи частиц в атомном ядре эта единица слишком мала. Ее увеличивают в 1 млн. раз и получают мегаэлектроновольт:

$$1\ Мэв = 1{,}60 \cdot 10^{-6}\ эрг = 3{,}83 \cdot 10^{-17}\ ккал.$$

Можно сказать, что силы связи частиц в ядре по порядку величины в миллионы раз больше сил химических связей. Этим объясняется удивительная устойчивость атомных ядер, благодаря которой они существуют даже при колоссальных температурах звездных атмосфер. Между тем, казалось бы, что атомные ядра не могут быть устойчивыми, так как находящиеся в ядре протоны должны отталкиваться друг от друга как частицы, несущие электрические заряды одного знака. Энергия этого отталкивания может быть определена по закону Кулона.

Оказывается, что при сближении двух протонов на силу кулоновского отталкивания накладывается сила притяжения, резко возрастающая с уменьшением расстояния и на расстояниях порядка 10^{-13} *см* значительно превышающая кулоновское отталкивание. Такая же сила возникает при тесном сближении протона с нейтроном. По отношению к этой силе все внутриядерные ча-

стицы ведут себя одинаково. Поэтому нейтроны и протоны часто называют общим термином — нуклоны, происходящим от латинского слова нуклеус — ядро. Нуклон — это значит частица, входящая в состав атомного ядра.

Силы притяжения между нуклонами называют ядерными силами. Эти силы уменьшаются с ростом расстояния настолько резко, что можно определить радиус действия ядерной силы, за пределами которого сила равна нулю. Для случая взаимодействия двух протонов этот радиус близок к $2{,}8 \cdot 10^{-13}$ *см*. Потенциальная энергия на таком расстоянии составляет — 10,5 *Мэв*. Условно энергию притяжения считают отрицательной, энергию отталкивания — положительной.

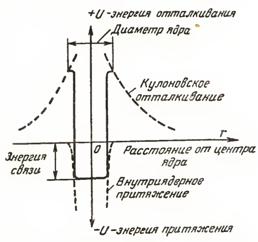


Рис. 1-1. Потенциальная кривая атомного ядра.

На рис. 1-1 показана потенциальная кривая ядра. По оси абсцисс отложены расстояния r от центра ядра, по оси ординат — потенциальная энергия. При больших значениях r ядерные силы равны нулю, существует только кулоновская сила отталкивания. При малых значениях r ядерные силы растут так быстро, что кулоновские силы по сравнению с ними становятся ничтожно малыми. Возникает так называемая «потенциальная яма», на дне которой находятся нуклоны, составляющие ядро.

На сегодня еще не существует сколько-нибудь удовлетворительной теории ядерных сил и о природе этих сил известно очень мало. Однако для определения величины энергии связи ядра нет надобности в теории ядерных сил. Эту величину можно определить исходя из закона сохранения энергии. Если бы мы смогли «растащить» по одиночке все нуклоны ядра, не сообщая им при этом добавочной кинетической энергии, то нам пришлось бы затратить для этого энергию, равную энергии связи ядра. По закону сохранения энергии такое же количество энергии должно вы-

делиться при соединении этих же нуклонов в ядро независимо от того, каким способом происходит это соединение. Это количество энергии возникает за счет перехода в энергию некоторого количества массы соединяющихся нуклонов. Переход массы в энергию (так же как и обратный переход энергии в массу) происходит по закону пропорциональности между массой и энергией, теоретически обоснованному Эйнштейном в 1905 г. и впоследствии подтвержденному опытами:

$$E = mc^2 \text{ эрг}, \tag{1-2}$$

где m — масса, *г*; c — скорость света, равная $2{,}99790 \cdot 10^{10}$ *см/сек**.

Если в формуле (1-2) принять, что m равно одной атомной единице массы (1 АЕМ $= \frac{1}{16}$ массы основного изотопа кислорода $_8O^{16}$ и составляет $1{,}657 \cdot 10^{-24}$ *г*), то получим:

$$E = 1{,}657 \cdot 10^{-24} (2{,}99790 \cdot 10^{10})^2 = 1{,}49 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} = 931 \text{ Мэв}. \tag{1-3}$$

Это означает, что при убыли одной атомной единицы массы возникает энергия, равная 931 *Мэв*.

Если выделение энергии E при возникновении ядра атома велико, то убыль массы

$$\Delta m = \frac{E}{c^2} \tag{1-4}$$

будет иметь заметную величину. Эту убыль называют дефектом массы.

Пусть Z протонов и $A - Z$ нейтронов образуют ядро атома с массой m. Обозначим массу протона через m_p и массу нейтрона через m_n. Тогда дефект массы

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)\, m_n - m. \tag{1-5}$$

Если массы выражены в АЕМ, то энергия связи ядра

$$E = 931\, \Delta m = 931\, [Zm_p + (A - Z)\, m_n - m] \text{ Мэв}. \tag{1-6}$$

---

* Экспериментально установленный факт уменьшения массы, сопровождаемого появлением строго определенного количества энергии, указывает на то, что наши представления о массе как количестве материи и об энергии как способности тела совершать работу становятся недостаточными. Масса является свойством материи, но не абсолютным и неизменным, как это представлялось раньше, а относительным, присущим не всем состояниям материи. Это обстоятельство ни в какой мере не противоречит материализму как философскому учению, «ибо единственное свойство материи, с признанием которого связан философский материализм, есть свойство быть объективной реальностью, существовать вне нашего сознания». (В. И. Ленин, Материализм и эмпириокритицизм, Соч., изд. 4-е, т. 14, стр. 247).

Практически для вычисления энергии связи в мегаэлектроновольтах удобнее пользоваться формулой

$$E = 931\,[Zm_{\text{H}} + (A - Z)\,m_n - M]\ \text{Мэв}, \qquad (1\text{-}7)$$

в которой $m_{\text{H}} = 1{,}00814$ АЕМ — масса атома водорода; $m_n = 1{,}00895$ АЕМ — масса нейтрона; M — масса изотопа в АЕМ.

В качестве примера определим дефект массы и энергию связи ядра для изотопа урана $_{92}U^{238}$, масса которого в АЕМ равна 238,16:

$$\Delta m = 92 \cdot 1{,}00814 + (238 - 92)\,1{,}00895 - 238{,}16 = 1{,}8955\ \text{АЕМ};$$
$$E = 931 \cdot 1{,}8955 = 1\,766\ \text{Мэв}.$$

Энергия связи на один нуклон

$$E_1 = \frac{1\,766}{238} = 7{,}4\ \text{Мэв}.$$

На рис. 1-2 показано, как изменяется среднее значение энергии связи на один нуклон в ядре в зависимости от числа нуклонов в ядре, т. е. от массового числа A. За исключением небольшого числа легких ядер, энергия, приходящаяся на одну частицу, изменяется мало и близка к 8 *Мэв*. Постоянство этой энергии означает, что каждый нуклон взаимодействует только со своими ближайшими соседями, так как в противном случае полная энергия связи ядра была бы пропорциональна числу взаимодействующих пар в ядре, равному $0{,}5A\,(A - 1)$, и, следовательно, была бы квадратичной, а не линейной функцией числа частиц. Далее, из (1-1) следует, что масса ядра A пропорциональна кубу радиуса, т. е. объему ядра, что возможно только в том случае, если плотность ядерного вещества всегда одинакова. Постоянство энергии на один нуклон и плотности ядерного вещества дают основание уподобить ядро капле жидкости.

Как известно, в капле жидкости молекулы, находящиеся на поверхности, связаны с остальными молекулами лишь с одной стороны, т. е. слабее по сравнению с внутренними молекулами. Это обстоятельство вызывает появление поверхностного натяжения, под действием которого капля стремится принять шарообразную форму. Такое же явление должно иметь место и для атомных ядер. Чем больше диаметр ядра, тем больше в нем число поверхностных нуклонов, неполностью окруженных другими нуклонами. Поэтому суммарный эффект поверхностного натяжения, уменьшающий энергию связи ядра, растет с увеличением массового числа A. Согласно (1-1) радиус ядра пропорционален $A^{1/3}$, следовательно, поверхность ядра пропорциональна $A^{2/3}$. Суммарный эффект поверхностного натяжения тоже пропорционален $A^{2/3}$, а величина этого эффекта, отнесенная

к одному нуклону в ядре, очевидно, будет пропорциональна $A^{2/3} : A = A^{-1/3}$. Отсюда следует, что для элементов с малым массовым числом эффект поверхностного натяжения резко снижает энергию связи, приходящуюся на один нуклон (рис. 1-2). В самом деле, когда нуклонов очень мало, то они

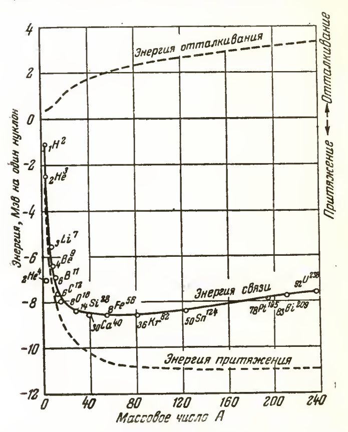


Рис. 1-2. Энергия связи на один нуклон в ядре в зависимости от массового числа.

все находятся на поверхности ядра и, значит, все подвержены влиянию поверхностного эффекта. Для тяжелых элементов, наоборот, влияние поверхностного эффекта на энергию связи одного нуклона относительно невелико. Кривая на рис. 1-2 показывает, что у этих элементов абсолютная величина энергии связи на один нуклон с увеличением массового числа постепенно снижается. Это объясняется главным образом действием кулоновского отталкивания протонов. Энергия этого отталкивания для ядра в целом как для заряженной сферы пропорцио-

нальна величине Z^2R^{-1} или $Z^2A^{-1/3}$. Будучи отнесена к одному нуклону, она становится пропорциональной $Z^2A^{-1/3} : A = Z^2A^{-4/3}$. Как показывает подсчет, эта энергия растет с увеличением массового числа.

Что касается энергии притяжения нуклонов, обусловленной действием ядерных сил, то она не точно пропорциональна величине A, а несколько зависит от соотношения числа протонов и нейтронов в ядре. Энергия притяжения, приходящаяся на один нуклон, имеет максимальную величину для таких изотопов, у которых число нейтронов в ядре равно числу протонов. У таких изотопов массовое число равно удвоенному атомному номеру: $A = 2Z$.

1-3. РАДИОАКТИВНОСТЬ

Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядрах атомов близко к единице только для первых 20 элементов периодической системы Менделеева. Далее оно начинает расти и в конце таблицы приближается к значению 1,6. Избыток нейтронов в ядрах более тяжелых элементов необходим для того, чтобы преодолеть электростатическое отталкивание между протонами. Наиболее сильное отталкивание испытывают протоны, находящиеся в поверхностном слое ядра. Если считать, что $Z - 1$ протонов действуют на один внешний протон как заряд $(Z - 1)e$, помещенный в центре ядра, то сила отталкивания

$$F = \frac{(Z - 1)e^2}{R^2}. \tag{1-8}$$

Присутствие нейтронов в ядре увеличивает радиус ядра R и тем самым ослабляет отталкивание внешних протонов. Избыток нейтронов в ядре над протонами до некоторой степени компенсирует растущее отталкивание протонов. Но, с другой стороны, этот избыток, как указано в конце предыдущего параграфа, несколько уменьшает энергию притяжения, приходящуюся на один нуклон. Поэтому существуют верхний и нижний пределы для отношения числа нейтронов к числу протонов, при котором ядро сохраняет свою устойчивость. Если отношение числа нейтронов и протонов в ядре какого-либо атома находится вне этих пределов, то такое ядро оказывается радиоактивным. С течением времени наступит момент, когда оно распадется и превратится в более устойчивое ядро. Если ядро содержит больше нейтронов, чем это необходимо для его устойчивости, то происходит превращение нейтрона в протон, сопровождающееся испусканием электрона, называемого в этом случае отрицательной β-частицей (β^-). Если радиоактивность ядра вызвана избытком протонов, то происходит превращение протона в нейтрон, сопровождающееся испусканием позитрона, т. е. положительного электрона, называемого в этом случае положительной β-частицей (β^+). Иногда ядро

становится устойчивым только после нескольких отрицательных или положительных β-распадов.

Ядра некоторых изотопов тяжелых элементов, начиная с висмута, у которых отношение числа нейтронов к числу протонов лежит ниже предела устойчивости, испытывают α-распад, при котором происходит испускание ядром α-частицы, представляющей собой полностью ионизированный атом гелия. Так как ядро атома гелия состоит из двух протонов и двух нейтронов, то испускание α-частицы повышает избыток нейтронов над протонами в ядре тяжелого элемента.

Существует еще один вид радиоактивного превращения, это— так называемый k-захват, при котором ядро захватывает электрон из ближайшей к ядру k-оболочки, в результате чего один из протонов ядра превращается в нейтрон. k-захват испытывают радиоактивные ядра с недостаточным содержанием нейтронов.

Таким образом, существуют четыре типа радиоактивных превращений: β^--распад, β^+-распад, α-распад и k-захват. К ним можно добавить пятый тип — это так называемые изомерные переходы, о которых говорится дальше (см. стр. 27). Многие из этих превращений сопровождаются испусканием ядром атома γ-лучей, представляющих собой коротковолновое электромагнитное излучение.

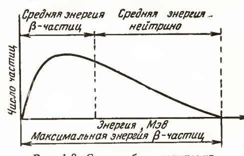


Рис. 1-3. Спектр бета-излучения.

Для работы ядерных реакторов существенное значение имеет только β-распад, поэтому рассмотрим его более подробно.

При β-распаде ядра атомов радиоактивного элемента испускают β-частицы разных энергий, образующих сплошной спектр (рис. 1-3). Этим β-частицы существенно отличаются от α-частиц, испускаемых различными атомами одного и того же вещества всегда с одинаковой энергией. Между тем разность энергий ядер до и после β-превращения одинакова и всегда равна верхней границе энергии данного β-спектра. Так как подавляющее большинство β-электронов имеет значительно меньшие энергии, то возникает вопрос: куда же теряется значительная часть энергии β-излучения, соответствующая разности между максимальной и средней энергиями частиц в β-спектре? Эта часть составляет около двух третей суммарной энергии β-распада. Эта энергия уносится нейтральными микрочастицами, названными «нейтрино» (по итальянски — маленький нейтрон), излучаемыми одновременно с β-частицами. Непосредственно обнаружить эти частицы долгое время не удавалось, так как из-за отсутствия электриче-

ского заряда и магнитного момента нейтрино почти совершенно не поглощаются веществом и не вызывают в нем ионизации.

Необходимо подчеркнуть, что электроны, позитроны и нейтрино нельзя считать составными частями ядра. Хотя при β-распаде эти частицы вылетают из ядра, но до момента распада их в ядре не было. Они возникают из ядерного поля в самый момент излучения. Этот процесс аналогичен возникновению рентгеновских квантов из электрического поля внутренней части электронной оболочки атома или световых квантов (фотонов) во внешней части оболочки.

При каждом отрицательном β-превращении один из нейтронов ядра переходит в протон, вследствие чего атомный номер увеличивается на единицу, но массовое число не изменяется. При положительном β-превращении один из протонов ядра переходит в нейтрон, атомный номер уменьшается на единицу, массовое же число остается неизменным. Следовательно, каждое β-превращение приводит к появлению атома нового элемента, атомный номер которого на единицу больше (β^-) или на единицу меньше (β^+) атомного номера исходного элемента, а массовое число такое же, как у исходного элемента.

Для полной характеристики радиоактивного элемента недостаточно указать только тип радиоактивного распада. Необходимо еще знать скорость, с которой происходят радиоактивные превращения в данном элементе. Опыты показали, что внешние условия, такие, как температура, давление, магнитное поле и т. п., не влияют на скорость радиоактивных превращений. Эта скорость не зависит от того, свободны ли атомы радиоактивного элемента или они находятся в химическом соединении с другими элементами, и только для k-захвата в этом случае иногда наблюдается очень незначительное различие в скорости реакции.

Радиоактивный распад зависит только от внутреннего состояния ядра. Следовательно, для каждого атома радиоактивного элемента вероятность испытать распад должна быть одинаковой и она не может зависеть от того, сколько атомов уже распалось. Это означает, что в единицу времени распадается всегда одна и та же часть еще нераспавшихся атомов. Обозначим через N число ядер, не распавшихся к моменту t, и через λ — долю ядер, распадающихся в единицу времени. Тогда убыль ядер

$$-dN = \lambda N\,dt. \tag{1-9}$$

Интегрируем это уравнение, считая, что при $t=0$ число нераспавшихся радиоактивных ядер равно N_0:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \tag{1-10}$$

Величина λ называется постоянной распада радиоактивного

элемента. Ее размерность $сек^{-1}$. Обратная величина

$$t_m = \frac{1}{\lambda} \text{ сек} \qquad (1\text{-}11)$$

представляет собой среднюю продолжительность жизни атома данного радиоактивного элемента.

Для характеристики скорости радиоактивного распада пользуются периодом полураспада T, т. е. временем, в течение которого распадается половина всех атомов данного радиоактивного изотопа. Если принять в (1-10) значение $N = \frac{1}{2} N_0$, то получим:

$$\frac{1}{2} = \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda T},$$

откуда

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0{,}6931}{\lambda} = 0{,}6931\, t_m. \qquad (1\text{-}12)$$

Периоды полураспада радиоактивных изотопов имеют самые различные значения: от ничтожных долей секунды до нескольких миллиардов лет.

Некоторым радиоактивным элементам свойственна так называемая ядерная изомерия: эти элементы могут иметь ядра, состоящие из одинакового числа протонов и нейтронов, но обладающие различными периодами полураспада. Переход таких ядер из одного состояния в другое (изомерный переход) сопровождается излучением γ-кванта или одного из внутренних электронов оболочки атома.

Существуют естественно-радиоактивные и искусственно-радиоактивные элементы. Радиоактивны все тяжелые элементы, расположенные в конце периодической таблицы, начиная с полония ($Z=84$). Из этих элементов распространены в природе только торий и уран. У трех легких элементов — калия, рубидия и самария — найдены радиоактивные изотопы, встречающиеся в природе. Периоды полураспада у этих естественно-радиоактивных изотопов огромны — порядка 10^9—10^{11} лет, чем и объясняется то обстоятельство, что эти изотопы сохранились в природе, несмотря на свою радиоактивность.

Искусственная радиоактивность является следствием тех или иных ядерных реакций, происходивших в веществе. Искусственно-радиоактивные изотопы возникают при бомбардировке ядер атомов различных элементов α-частицами, дейтронами, протонами и нейтронами. В настоящее время известно более 600 искусственно-радиоактивных изотопов. Их получают главным образом путем облучения образцов в ядерных реакторах.

Во время работы ядерного реактора вследствие нейтронного облучения становятся в той или иной степени радиоактивными все материалы, находящиеся внутри биологической защиты, окружающей реактор. Эти материалы, как говорят, приобретают наведенную активность.

Представляет интерес отметить, что нейтроны в свободном состоянии являются радиоактивными частицами. Их период полураспада составляет 12,8 *мин.* При распаде нейтрон превращается в протон и испускает электрон и нейтрино, т. е. претерпевает реакцию β-распада. Таким образом, радиоактивность нейтрона в отличие от радиоактивности химических элементов зависит от его связей со средой, в которой он находится.

Литература

1. Э. В. Шпольский, Атомная физика, т. I и II, Гостехтеоретиздат, Москва, 1949.
2. В. Гейзенберг, Физика атомного ядра, Гостехиздат, Москва, 1947.

Глава вторая

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

2-1. СВОЙСТВА И ТИПЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

При определенных условиях ядра атомов могут вступать в реакцию с ядрами атомов наиболее легких элементов: водорода (протоны и дейтроны) и гелия (α-частицы), а также с нейтронами. Известны также ядерные реакции, происходящие под действием гамма-лучей. В результате ядерных реакций изменяется состав ядер, что во многих случаях приводит к превращению одних химических элементов в другие.

Впервые искусственное превращение элементов удалось осуществить в 1919 г. английскому физику Резерфорду, одному из основателей науки об атомном ядре. Бомбардируя азот α-частицами, он превратил атом азота в атом кислорода. Эта реакция проходит две стадии. Сначала происходит захват α-частицы ядром азота:

$$_7N^{14} + {}_2He^4 \rightarrow {}_9F^{18*}.$$

Заряд полученного ядра определяется суммированием зарядов ядер азота и гелия. Он равен 9, следовательно получено ядро изотопа фтора. Его массовое число равно сумме массовых чисел реагирующих ядер, т. е. 18. Это — радиоактивный изотоп фтора с периодом полураспада 107 *мин.* Звездочкой отмечено, что это ядро обладает избытком энергии по сравнению с основным состоянием или, как говорят, находится в возбужденном состоянии. Через очень короткий промежуток времени порядка 10^{-14} *сек*, называемый временем жизни возбужденного ядра, это ядро теряет избыточную энергию, испуская протон, т. е. ядро атома водорода, и превращается в устойчивый изотоп кислорода:

$$_9F^{18*} \rightarrow {}_8O^{17} + {}_1H^1.$$

Избыточная энергия выделяется в виде кинетической энергии ядер O^{17} и H^1, разлетающихся с большими скоростями.

Обычно ядерные реакции записывают, опуская промежуточное ядро:

$$_7N^{14} + {}_2He^4 \rightarrow {}_8O^{17} + {}_1H^1,$$

или сокращенно:

$$N^{14}(\alpha,\ p)\,O^{17}.$$

В такой записи N^{14} означает ядро — мишень; α — падающая частица; p — испускаемая частица — протон и O^{17} — остаточное ядро или ядро отдачи. Другие частицы означают символами: n — нейтрон; d — дейтрон и γ — гамма-квант.

Ядерные реакции, вызываемые не нейтронами, не имеют существенного значения для работы ядерных реакторов и поэтому в дальнейшем не рассматриваются.

Ядерные реакции, вызываемые нейтронами, проходят с образованием промежуточного ядра, называемого также составным ядром. Необходимо отметить, что составное ядро может быть ядром устойчивого изотопа, а ядро отдачи может принадлежать радиоактивному изотопу. Так, например, нейтроны, производимые в атмосфере земли космическими лучами, взаимодействуют с азотом воздуха по реакции

$$N^{14}(n,\ p)\,C^{14},$$

в которой промежуточным ядром является устойчивый изотоп азота N^{15}, а ядром отдачи — радиоактивный изотоп углерода C^{14} с периодом полураспада 5 100 лет. Существенным для составного ядра является то, что оно обладает энергией возбуждения, т. е. избытком энергии по сравнению с энергией такого же ядра, находящегося в основном состоянии. Энергия возбуждения, приобретаемая ядром при захвате нейтрона, равна кинетической энергии захваченного нейтрона плюс энергия его связи в составном ядре. В самом деле, чтобы удалить нейтрон из ядра, необходимо израсходовать энергию, равную его энергии связи в ядре. Значит, при слиянии нейтрона с ядром такое же количество энергии должно освободиться. Эта энергия, а также кинетическая энергия нейтрона передаются в виде кинетической энергии всем нуклонам ядра и более или менее равномерно распределяются между ними. Происходит как бы нагревание ядерного вещества. Можно вычислить температуру возбужденного ядра, если воспользоваться зависимостью между кинетической энергией частиц и их температурой. Согласно кинетической теории газов

$$\frac{mv^2}{2} = kT. \qquad (2\text{-}1)$$

где m — масса частицы; v — ее скорость; k — постоянная Больцмана, равная универсальной газовой постоянной R для 1 моля, деленной на число частиц в моле N_A, и T — абсолютная температура частиц. В левую часть (2-1) можно подставить энергию возбуждения, приходящуюся на один нуклон в ядре, выразив ее в эргах. Пусть, например, нейтрон попадает в ядро U^{238}. Составное ядро представляет собой U^{239}. Считая, что сумма кине-

тической энергии и энергии связи для нейтрона равна 8 *Мэв*, получим энергию возбуждения на нуклон в эргах:

$$E_в = \frac{8}{239} 1{,}6 \cdot 10^{-6} = 5{,}36 \cdot 10^{-8} \text{ эрг.}$$

Пользуясь (2-1), получим:

$$5{,}36 \cdot 10^{-8} = 1{,}38 \cdot 10^{-16} T,$$

откуда

$$T = \frac{5{,}36 \cdot 10^{-8}}{1{,}38 \cdot 10^{-16}} \approx 4 \cdot 10^{8},$$

т. е. около 400 млн. град.

Такая колоссальная температура существует в ядре в течение примерно 10^{-14} *сек*, после чего составное ядро переходит в основное состояние, испустив так называемые гамма-лучи захвата, имеющие энергию 8 *Мэв*.

Рассмотренная реакция представляет собой пример реакции радиационного захвата, весьма распространенной в ядерных реакторах. Эта реакция заключается в захвате нейтрона без последующего испускания тяжелой частицы, вместо которой испускается гамма-квант. Сокращенно ее записывают так: реакция (n, γ).

Существует и обратная реакция (γ, n), называемая фоторасщеплением или ядерным фотоэффектом. Эта реакция возникает со всеми ядрами, если энергия гамма-лучей достаточна. Испускаемые в этой реакции нейтроны называют фотонейтронами.

Для ядерных реакторов наибольшее значение имеют нейтронные реакции, приводящие к делению ядер. Их обозначают символом (n, f), где f — начальная буква слова fission (деление). Эти реакции подробно рассматриваются в дальнейшем.

Особым случаем взаимодействия между нейтроном и ядром атома является рассеяние нейтронов атомными ядрами, играющее огромную роль в работе ядерных реакторов. Рассеянием называют процесс, единственным результатом которого является передача кинетической энергии от одной частицы к другой, в данном случае от нейтрона к ядру. Рассеяние может быть упругим или неупругим. При неупругом рассеянии ядро атома захватывает нейтрон, а затем испускает нейтрон с меньшей кинетической энергией, все еще оставаясь в возбужденном состоянии. После этого избыток энергии испускается с гамма-лучами и ядро возвращается в свое основное состояние. В этом процессе кинетическая энергия системы нейтрон — ядро уменьшается за счет энергии гамма-излучения.

При упругом рассеянии кинетическая энергия полностью сохраняется. В этом случае столкновение нейтрона с ядром можно рассматривать как соударение двух идеально упругих шаров. В ядерных реакторах упругое рассеяние является значительно

более распространенным процессом, чем неупругое, поэтому в рассмотрении неупругого рассеяния нет надобности.

Упругое рассеяние составляет сущность очень важного для ядерных реакторов процесса замедления нейтронов. Ряд последовательных упругих соударений нейтронов с ядрами атомов приводит к снижению энергии нейтронов до значений, примерно равных кинетической энергии атомов или молекул того вещества, в котором происходит рассеяние нейтронов. Такие нейтроны называют тепловыми или медленными нейтронами, так как в соответствии со снижением кинетической энергии нейтронов снижается и их скорость. Энергия тепловых нейтронов, определяемая температурой вещества-замедлителя, может быть подсчитана по формуле (2-1), из которой можно определить также скорость этих нейтронов:

$$\frac{mv^2}{2}\ \text{эрг} = \frac{kT}{1{,}6 \cdot 10^{-12}}\ \text{эв}. \qquad (2\text{-}2)$$

Принимая, например, $T = 293^\circ$ K, получим энергию теплового нейтрона при температуре 20° C:

$$E = \frac{1{,}38 \cdot 10^{-16} \cdot 293}{1{,}60 \cdot 10^{-12}} = 0{,}0253\ \text{эв}.$$

Скорость теплового нейтрона

$$v = 13{,}8 \cdot 10^5 \sqrt{E} = 1{,}28 \cdot 10^4 \sqrt{T}\ \text{см/сек}. \qquad (2\text{-}3)$$

При температуре 20° C скорость нейтрона

$$v = 1{,}28 \cdot 10^4 \sqrt{293} = 2{,}2 \cdot 10^5\ \text{см/сек}.$$

Нейтроны с энергией порядка 1 *Мэв* и выше называют быстрыми нейтронами. Между быстрыми и тепловыми находятся промежуточные нейтроны.

2-2. ВЕРОЯТНОСТЬ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

При прохождении нейтронов сквозь вещество между нейтронами и ядрами атомов вещества происходят взаимодействия всех трех типов, рассмотренных выше, т. е. рассеяние, захват и деление, последнее, конечно, в том лишь случае, если ядра атомов вещества делятся нейтронами данных энергий. Часть нейтронов пройдет через вещество, не испытав никаких взаимодействий с его атомами.

Если вещество повсюду однородно, а нейтроны имеют одинаковые энергии и одно и то же направление, то вероятность участвовать в ядерной реакции какого-либо определенного типа должна быть одинаковой для всех нейтронов и всех атомов вещества, пронизываемых пучком нейтронов. Это означает, что закон, количественно определяющий взаимодействие между нейтронами и ядрами, должен иметь чисто статистический харак-

тер подобно закону радиоактивного распада. Количество нейтронов, взаимодействующее с ядрами атомов вещества, должно быть пропорциональным числу нейтронов в пучке I, числу атомов вещества в единице объема N и длине пути пучка нейтронов в веществе dx:

$$-dI = \sigma I N dx. \qquad (2\text{-}4)$$

Здесь σ — коэффициент пропорциональности. Обозначим через I_0 число нейтронов, падающих под прямым углом на плоский слой вещества толщиной x, и через I_x — число нейтронов, выходящих из слоя. Интегрируя (2-4), получим:

$$I_x = I_0 e^{-\sigma N x}. \qquad (2\text{-}5)$$

Так как N имеет размерность *см*$^{-3}$, x — *см*, то коэффициент пропорциональности σ должен иметь размерность *см*^{2}. Он называется эффективным поперечным сечением ядра и представляет собой меру вероятности данной ядерной реакции. Если представить себе вокруг ядра атома сферу с радиусом $r = \sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}$, то только нейтрон, пересекающий эту сферу, может вступить в реакцию с ядром. Каждому изотопу свойственны свои значения σ, различные для разных ядерных реакций. Таким образом, существует поперечное сечение рассеяния σ_s, поперечное сечение поглощения σ_i и поперечное сечение деления σ. Все эти эффективные поперечные сечения изменяются не только от изотопа к изотопу, но также в зависимости от энергии нейтронов.

В табл. 2-1 приведены значения эффективных сечений для некоторых элементов и для сравнения с ними — геометрические поперечные сечения ядер, подсчитанные исходя из зависимости (1-1). Поперечные сечения ядер выражают в барнах; 1 барн равен 10^{-24} *см*^{2}. Следует запомнить, что во все расчетные формулы значения эффективных поперечных сечений подставляют в *см*^{2}. Приведенные в табл. 2-1 эффективные поперечные сечения подсчитаны для тепловых нейтронов с энергией 0,0253 *эв* ($t = 20°$ C). В таблице указаны также полные эффективные поперечные сечения, равные сумме поперечных сечений рассеяния и поглощения.

Эффективные поперечные сечения рассеяния слабо изменяются от изотопа к изотопу и для подавляющего большинства элементов находятся в пределах 1—10 барн. Но сечения поглощения могут иметь резко различные величины у разных изотопов, даже для одного и того же химического элемента. Так, например, у водорода H^1 сечение поглощения в 720 раз больше, чем у дейтерия H^2. Как показывает табл. 2-1, сечение поглощения может очень сильно отличаться от геометрического поперечного сечения ядра. Например, у дейтерия сечение поглощения почти в 240 раз меньше сечения ядра, а у ксенона-135 оно превышает сечение ядра более чем в 1 млн. раз. Эти соотношения

Таблица 2-1

Поперечные сечения ядер для тепловых нейтронов (v=2 200 *м/сек*)

Элемент	Символ	Поперечные сечения, барн				
		рассеяния σ_s	поглощения** σ_a	деления σ_f	полное σ_{tot}	геометрическое $\sigma_{геом}$
Водород	H^1	38*	0,332	—	38,332	0,07
Дейтерий	H^2	7*	$0{,}46\cdot 10^{-3}$	—	7,00	0,11
Бериллий	Be^9	7	$10\cdot 10^{-3}$	—	7,00	0,30
Бор***	B	4	755	—	759	0,35
Углерод***	C	4,8	$3{,}2\cdot 10^{-3}$	—	4,80	0,37
Алюминий	Al^{27}	1,4	0,23	—	1,63	0,64
Железо***	Fe	11	2,53	—	13,53	1,03
Ксенон	Xe^{135}	—	$2{,}72\cdot 10^6$	—	—	2,20
Уран	U^{233}	—	588	532	—	2,64
„	U^{235}	10	694	582	704	2,65
„	U^{238}	8,2	2,73	0	10,93	2,67
Плутоний	Pu^{239}	9,6	1 025	738	1034,6	2,67

* В виде газа.
** Сечение деления σ_f входит в величину сечения поглощения σ_a.
*** Природная смесь изотопов.

приводят к мысли, что геометрическая интерпретация эффективного поперечного сечения как некоторой площади — совершенно условна и что правильнее считать величину σ только мерой вероятности ядерной реакции. Эта мысль, конечно, справедлива, но тем не менее, по-видимому, было бы неправильным предполагать, что величина σ совершенно не зависит от геометрических соотношений в мире атома и нейтрона. Для того, чтобы разобраться в этом вопросе, необходимо вспомнить о волновых свойствах вещества.

На протяжении почти двух столетий в физике шла борьба между двумя различными воззрениями на природу видимого света. Согласно одному из этих воззрений, восходящему к Ньютону, свет представляет собой поток частиц, согласно другому, основоположником которого был Гюйгенс, свет есть волнообразное колебание некоторой среды, заполняющей мировое пространство. К концу XIX в. эта борьба, казалось, завершилась победой волновой теории, поскольку в физике стало общепризнанным, что как видимый свет, так и другие виды известных к тому времени излучений (тепловое излучение, ультрафиолетовые лучи, волны Герца) представляют собой волнообразные колебания напряженности электромагнитного поля, различающиеся только длиной волны. Но лучи, открытые в 1895 г. Рентгеном и названные им из-за загадочности их свойств X-лучами, обнаружили при дальнейшем их изучении свойства, присущие потоку частиц. Оказалось, что эти лучи обладают очень короткой длиной волн (порядка 10^{-7}—10^{-8} *см*) и что при таких дли-

нах электромагнитные волны ведут себя в некоторых отношениях, как частицы. С другой стороны, было доказано, что электроны и другие микрочастицы во многих случаях ведут себя не как частицы, а как волны, подчиняясь установленным для электромагнитных волн законам интерференции и дифракции. Так родилось представление о двойственности микрочастиц, ведущих себя в одних случаях, как частицы, в других — как волны. В 1924 г. французский физик де Бройль высказал предположение, что все частицы независимо от их размеров, массы и скорости обладают волновыми свойствами и что частице, имеющей массу m и движущейся со скоростью v, соответствует волна длиной

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \qquad (2\text{-}6)$$

где h — так называемая постоянная Планка, равная $6{,}627 \times 10^{-27}$ *эрг·сек*. Эта волна получила название «волны де Бройля». Волны де Бройля нельзя отождествлять с электромагнитными волнами, хотя их длины могут быть такими же, как длины электромагнитных волн, соответствующих рентгеновским или гамма-лучам. Волны де Бройля — это волны вещества. Для макрочастиц длины волн де Бройля ничтожно малы, и поэтому их наличием можно пренебречь. Так, например, для пули весом 10 *г*, летящей со скоростью 1 000 *м/сек*,

$$\lambda = \frac{6{,}627 \cdot 10^{-27}}{10 \cdot 1\,000 \cdot 100} = 6{,}627 \cdot 10^{-33}\ см.$$

Но для микрочастиц, даже движущихся с большими скоростями, длины волн де Бройля вполне сопоставимы с размерами самих частиц. Так как кинетическая энергия частицы $E = \frac{1}{2} mv^2$, то соотношение (2-6) можно преобразовать:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}\ см. \qquad (2\text{-}7)$$

В эту формулу m входит в граммах, E — в эргах и h — в *эрг·сек*. Если выразить E в электроновольтах и подставить в (2-7) массу нейтрона $m = 1{,}6746 \cdot 10^{-24}$ *г*, то получим формулу для длины волны нейтрона:

$$\lambda = \frac{6{,}627 \cdot 10^{-27}}{\sqrt{2 \cdot 1{,}6746 \cdot 10^{-24} \cdot 1{,}60 \cdot 10^{-12} E}} = \frac{2{,}863 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{E}}\ см. \qquad (2\text{-}8)$$

Согласно этой формуле быстрому нейтрону с энергией $2 \cdot 10^6$ *эв* соответствует длина волны $\lambda = 2 \cdot 10^{-12}$ *см*, т. е. порядка раз-

мера ядра. Для теплового нейтрона с энергией $E = 0{,}025$ *эв* получим:

$$\lambda = \frac{2{,}863 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{0{,}025}} = 1{,}8 \cdot 10^{-8}\ см,$$

т. е. длина волны превышает размер ядра в 10^4 раз и по порядку величины близка к размерам атомов.

Следовательно, если рассматривать столкновение нейтрона с ядром как взаимодействие нейтронной волны с ядром, то можно прийти к выводу, что вероятность такого взаимодействия для медленных нейтронов должна быть значительно больше, чем для быстрых. Это означает, что эффективное поперечное сечение должно расти с уменьшением энергии нейтронов. Опыт полностью подтверждает этот вывод.

Непосредственные измерения величины эффективного поперечного сечения поглощения, проведенные для очень большого числа изотопов, показали, что для большинства ядер кривая зависимости σ_a от энергии нейтронов состоит из трех участков. В области малых энергий σ_a изменяется обратно пропорционально корню квадратному из энергии нейтрона, или, что то же самое, обратно пропорционально скорости нейтрона. Это так называемая область $\frac{1}{v}$. За этой областью следует резонансная область, характеризуемая наличием резонансных пиков: для определенных значений энергии нейтрона эффективное поперечное сечение ядра резко возрастает, а затем вновь падает. Некоторые изотопы имеют только один резонансный пик, другие — два и больше. В резонансной области для узких пределов изменений величины энергии нейтрона поперечные сечения возрастают очень резко, иногда в сотни и тысячи раз. За областью резонанса поперечное сечение поглощения продолжает уменьшаться с увеличением энергии. Это — область быстрых нейтронов. Общий ход зависимости $\sigma_a = f(E)$ такого типа представлен на рис. 2-1.



Рис. 2-1. Эффективное поперечное сечение поглощения в зависимости от энергии нейтронов.

Многие ядра имеют резонансные пики в области быстрых нейтронов. Большинство легких ядер и некоторые тяжелые не обладают резонансным поглощением. Поперечное сечение поглощения для этих ядер, за немногими исключениями, по порядку величины примерно такое же, как сечение рассеяния, а для очень ограниченного числа элементов, применяемых в качестве

замедлителей, теплоносителей и конструкционных материалов активной зоны ядерных реакторов, сечение поглощения для тепловых нейтронов составляет десятые, сотые и даже тысячные доли барна.

Совершенно иной ход имеют кривые эффективных поперечных сечений поглощения для реакций, вызываемых протонами, дейтронами и α-частицами, т. е. положительно заряженными частицами. В этих случаях при малых энергиях частиц кулоновские силы отталкивания исключают возможность попадания частиц в ядро, и для осуществления ядерных реакций необходимо сообщить этим частицам энергию, достаточную для преодоле-

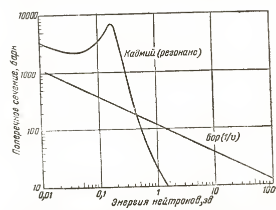


Рис. 2-2. Логарифмический график эффективных поперечных сечений поглощения для бора и кадмия.

ния потенциального барьера ядра (см. рис. 1-1). Но при дальнейшем повышении энергии эффективное поперечное сечение начинает уменьшаться с ростом энергии так же, как для нейтронных реакций. Эффективные сечения для реакций, вызываемых заряженными частицами, не превышают геометрического сечения ядра, поскольку в этих случаях из-за высокой энергии частиц длина волны де Бройля меньше диаметра ядра.

Для проектирования ядерных реакторов и исследования их работы необходимо располагать данными по эффективным поперечным сечениям всех веществ, входящих в состав активной зоны и отражателя. Эти данные для различных изотопов и различных значений энергии нейтронов определены экспериментальным путем. Обычно их представляют в виде кривых, построенных в логарифмическом масштабе. В этом масштабе область $\frac{1}{v}$ изображается прямой линией. В качестве примера на рис. 2-2 приведен логарифмический график поперечных сечений поглощения для бора и кадмия.

При проведении физических расчетов ядерных реакторов главным образом приходится иметь дело с эффективными поперечными сечениями ядер для тепловых нейтронов. Эти значения сведены в таблицы, которыми и пользуются при расчетах. Одна из таких таблиц имеется в конце этой книги.

2-3. ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

История открытия деления ядер урана представляет собой поучительный пример того, с какой трудностью происходит усвоение новых идей в науке. В 1934 г. итальянский ученый Энрико Ферми проводил в Риме опыты по поглощению нейтронов разными элементами, в том числе ураном. Было обнаружено, что облучение урана быстрыми и медленными нейтронами дает радиоактивные ядра с разными периодами полураспада. Ферми предположил, что эти ядра принадлежат трансурановым элементам, т. е. элементам с атомным номером выше 92, возникающим в результате β-распада ядер урана, захвативших нейтроны. По таблице Менделеева элемент 93, следующий за ураном, должен быть химическим аналогом марганца. Поэтому, чтобы проверить предположение Ферми, в облученный нейтронами раствор урановой соли была добавлена соль марганца и затем был выделен осадок в виде окиси MnO_2. Значительная часть активности перешла в осадок. Это, казалось, подтверждало предположение Ферми.

В том же 1934 г. немецкий химик Ида Ноддак подвергла критике предполагаемое открытие трансуранового элемента с атомным номером 93. Она указала, что большое число различных элементов могло быть осаждено из раствора вместе с двуокисью марганца, и высказала предположение о том, что под действием нейтронной бомбардировки ядра урана могут распадаться на ядра элементов с меньшими атомными номерами. Однако физики сочли это предположение совершенно неправдоподобным и вернулись к нему только через 5 лет, после того как немецкие химики Ган и Штрасман неоспоримо доказали появление бария ($Z=56$, $A=130 \div 145$) в уране и тории после облучения их нейтронами. К этому времени уже многие физики в разных странах вплотную подошли к постановке проблемы деления ядра урана. В 1938 г. Ирен Кюри и югославский физик П. Савич, работавший тогда в Париже, выделили из облученного нейтронами урана элемент с периодом полураспада 3,5 *ч*, осаждавшийся вместе с лантаном, и у них появилась было мысль о делении ядер урана, от которой они, однако отказались под влиянием работ других ученых, занимавшихся поисками трансурановых элементов. В январе 1939 г., сразу же после опубликования Ганом и Штрасманом своей работы, Фриш и Лиза Мейтнер, эмигрировавшие к этому времени из Германии в Данию и работавшие в лаборатории Нильса Бора в Копенгагене, и Фредерик Жолио-Кюри в Париже опубликовали первые ре-

зультаты своих работ по делению ядер урана. Вскоре стало ясно, что процесс деления ядер открывает широкие перспективы перед наукой и техникой.

Уже к середине 1940 г. было проведено и опубликовано много исследований по делению ядер урана, тория и протактиния и был установлен ряд важнейших фактов, относящихся к этому процессу. Было найдено, что деление тория и протактиния вызывается только быстрыми нейтронами, а урана — как быстрыми, так и тепловыми, причем тепловые нейтроны вызывают деление U^{235}, но не U^{238}, и вероятность деления U^{235} тепловыми нейтронами значительно больше, чем быстрыми. Было определено, что количество энергии, освобождаемой при делении ядра урана, составляет около 200 *Мэв* и что при каждом акте деления испускается от одного до трех нейтронов. Эти, а также другие данные, полученные учеными, давали основания предполагать возможность осуществления самоподдерживающейся цепной реакции деления ядер. Теоретический расчет такой реакции был опубликован советскими учеными Я. Б. Зельдовичем и Ю. Б. Харитоном в 1940 г. 2 декабря 1942 г. в Чикаго группа физиков во главе с Энрико Ферми, эмигрировавшим к этому времени из Италии в США, впервые получила такую реакцию в установке, загруженной природным ураном.

Уже на ранней стадии исследовательских работ было установлено, что наибольший выход дает деление ядер природного изотопа урана U^{235} медленными нейтронами. Ядерная реакция проходит с образованием мгновенно исчезающего промежуточного ядра в виде U^{236}:

$$_0n^1 + {_{92}U^{235}} \rightarrow {_{92}U^{236*}}; \qquad (2\text{-}9)$$

$$_{92}U^{236*} \rightarrow {_{Z_1}F^{A_1}} + {_{Z_2}F^{A_2}} + 2{,}5\,{_0n^1}. \qquad (2\text{-}10)$$

Символ $_0n^1$ означает нейтрон, а символы $_{Z_1}F^{A_1}$ и $_{Z_2}F^{A_2}$ относятся к двум осколкам деления, представляющим собой радиоактивные многократно ионизированные атомы различных элементов из средней части периодической таблицы Менделеева. В среднем на каждый акт деления U^{235} испускается $2{,}5 \pm 0{,}1$ нейтрона, что и указано в (2-10). Кроме того, процесс деления сопровождается испусканием гамма-квантов и β-частиц. Необходимо отметить, что не всегда поглощение теплового нейтрона приводит к делению ядра U^{235}. Приблизительно 15% ядер U^{236} не делится, а переходит в основное состояние, теряя избыточную энергию — энергию возбуждения — путем излучения гамма-квантов; другими словами, часть ядер U^{235} испытывает реакцию радиационного захвата.

Из (2-10) следует, что атомные номера и массовые числа двух осколков деления U^{235} должны удовлетворять соотношениям:

$$Z_1 + Z_2 = 92; \qquad (2\text{-}11)$$

$$A_1 + A_2 = 236 - \nu, \qquad (2\text{-}12)$$

где ν — число быстрых нейтронов, испускаемых в акте деления, равное 2 или 3. Следовательно, $A_1 + A_2$ может равняться 234 или 233. Статистическое распределение масс осколков представлено на рис. 2-3, из которого видно, что наиболее вероятные значения масс — это $A_1 \approx 95$ для легкого осколка и $A_2 \approx 139$ для тяжелого осколка. Такие осколки получаются в 6,5% всех делений. Наиболее легкие осколки имеют массовое число $A_1 = 72$ и наиболее

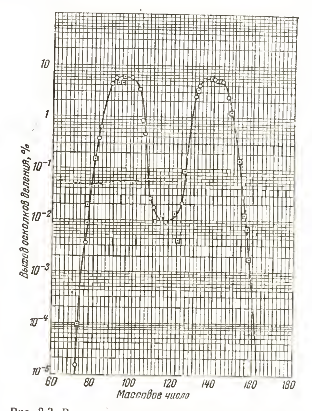


Рис. 2-3. Выход осколков при делении U^{235} тепловыми нейтронами.

тяжелые $A_2 = 162$. Из рис. 2-3 видно, что число таких осколков составляет около 10^{-5}%. Случаи симметричного деления, когда $A_1 = A_2$, составляют около 10^{-2}%. Резко выраженная асимметрия масс осколков является характерной особенностью процесса деления ядер атомов урана нейтронами.

Некоторые характеристики осколков деления U^{235}, имеющих наибольший выход, приведены в табл. 2-2.

Таблица 2-2

	Легкий осколок	Тяжелый осколок
Массовое число A	95	139
Атомный номер Z	38 (Sr)	54 (Xe)
Энергия E, *Мэв*	~100	~70
Скорость v_0, *см/сек*	$1,4\cdot10^9$	$1,0\cdot10^9$
Ионный заряд	$20e$	$22e$

Среди осколков деления обнаружены атомы более чем 30 различных элементов. Все эти атомы радиоактивны, так как их ядра обладают избытком нейтронов. Ядро ${}_{92}U^{236}$ содержит 236—92=144 нейтрона. Как было указано, у осколков деления, имеющих наибольший выход, массовые числа равны $A_1=95$ и $A_2=139$, а их атомные номера $Z_1=38$ и $Z_2=54$. Самые тяжелые устойчивые изотопы с такими номерами — это стронций ${}_{38}Sr^{88}$ и ксенон ${}_{54}Xe^{136}$. Они содержат в сумме $(88-38)+(136-54)=50+82=132$ нейтрона. Следовательно, в двух осколках деления ядра ${}_{92}U^{235}$ имеется 144—132=12 избыточных нейтронов. Конечно, ядро может разделиться примерно 30 различными способами, но и в других случаях деления получается приблизительно такое же количество избыточных нейтронов. Из них два или три нейтрона испускаются осколками тотчас же после деления. Это так называемые мгновенные нейтроны деления с энергией в среднем около 2,5 *Мэв* на нейтрон. Остаются девять или десять нейтронов, т. е. по четыре-пять избыточных нейтрона на каждый осколок деления. Небольшая часть этих нейтронов, составляющая в сумме около 0,75% общего числа мгновенных нейтронов деления, испускается некоторыми продуктами распада осколков деления в продолжение нескольких минут после акта деления. Эти нейтроны называют запаздывающими, их энергия равна в среднем около 0,5 *Мэв*. Несмотря на то, что этих нейтронов мало, они играют очень большую роль в регулировании мощности ядерных реакторов, которое без этих запаздывающих нейтронов было бы сильно затруднено. От остальных избыточных нейтронов осколки деления освобождаются путем последовательных трех-четырех β-распадов, каждый из которых сопровождается испусканием электрона; при этом один из нейтронов ядра переходит в протон. Каждое осколочное ядро имеет свою цепочку распада. В качестве примера приведем цепочку распада, оказывающего большое влияние на работу реактора, как это будет показано в гл. 4:

$$ {}_{52}Te^{135} \xrightarrow[2\ мин]{} {}_{53}J^{135} \xrightarrow[6,7\ ч]{} {}_{54}Xe^{135} \xrightarrow[9,2\ ч]{} {}_{55}Cs^{135} \xrightarrow[2,1\cdot10^6\ лет]{} {}_{56}Ba^{135}\ \text{(устойчив)}. \quad (2-13)$$

Под стрелками указаны периоды полураспада.

Радиоактивный распад осколков деления приводит к появле-

нию в делящемся материале новых изотопов, общее число которых через короткий промежуток времени после начала деления достигает примерно 200.

Важнейшим результатом деления является выделение энергии. Нетрудно указать происхождение этой энергии и подсчитать ее величину. Из рис. 1-2 видно, что энергия связи на один нуклон в ядре для массовых чисел 80—140, которыми обладает большинство осколков деления, составляет в среднем около 8,35 *Мэв*, а для ядра атома урана энергия связи — всего лишь 7,5 *Мэв* на нуклон. Разность полной энергии связи ядра урана, содержащего 235 нуклонов, и суммарной энергии связи образующихся из него двух ядер осколков деления приблизительно равна

$$(8{,}35 - 7{,}5)\,235 \approx 200\ \textit{Мэв}.$$

Если бы можно было «растащить» по нуклону ядра двух осколков деления, то пришлось бы затратить на 200 *Мэв* больше энергии, чем при «растаскивании» нуклонов ядра урана. Значит, при возникновении двух ядер осколков из одного ядра урана такое же количество энергии должно освободиться. Это и есть энергия деления.

Сумма масс двух осколков деления и мгновенных нейтронов деления меньше, чем масса делящегося ядра урана плюс масса нейтрона, вызвавшего деление. Разность между массой взаимодействующих частиц и массой продуктов деления представляет собой дефект массы. Его можно определить по соотношению (1-3), согласно которому 1АЕМ эквивалентна 931 *Мэв*. Следовательно, дефект массы при делении ядра U^{235}

$$\Delta m = \frac{200}{931} = 0{,}22\ \text{АЕМ}.$$

Такое количество массы взаимодействующих частиц превратилось в энергию деления. Как указано в табл. 2-2, кинетическая энергия легкого осколка составляет $\sim$100 *Мэв*, тяжелого $\sim$70 *Мэв*, что в сумме дает 170 *Мэв*. Разность 200—170= =30 *Мэв* — это энергия, уносимая другими, кроме осколков, продуктами деления. Более точно полная энергия деления распределяется следующим образом:

кинетическая энергия осколков	168 *Мэв*
энергия нейтронов деления	5 „
„ мгновенного γ-излучения	5 „
„ β-распада	7 „
„ γ-распада	6 „
„ нейтрино	11 „
Всего	202 ± 5 *Мэв*

Энергия, уносимая нейтрино, не может быть уловлена. Нейтрино практически не взаимодействуют с веществом и их поток

беспрепятственно покидает реактор и даже атомную электростанцию. Поэтому действительное количество энергии, выделяющейся в виде тепла в активной зоне реактора на один акт деления, составляет ∼191 *Мэв*. К этому количеству энергии надо прибавить еще около 4 *Мэв*, выделяющихся в реакторе за счет вторичных эффектов, связанных с радиоактивными превращениями, идущими в реакторе. Таким образом, полное выделение энергии на один акт деления в реакторе можно принять равным 195±5 *Мэв*.

Определим выделение энергии при полном делении 1 *кг* U^{235}. В 1 *г* U^{235} содержится

$$\frac{6{,}0228 \cdot 10^{23}}{235} = 2{,}563 \cdot 10^{21} \text{ атомов.}$$

Так как 1 *Мэв* $= 3{,}83 \cdot 10^{-17}$ *ккал*, то при полном делении 1 *кг* U^{235} в реакторе выделится следующее количество энергии:

$$2{,}563 \cdot 10^{21} \cdot 10^{3} \cdot 195 \cdot 3{,}83 \cdot 10^{-17} \approx 19 \cdot 10^{9} \text{ ккал},$$

или

$$\frac{19{,}0 \cdot 10^{9}}{860} = 22{,}2 \cdot 10^{6} \text{ квт·ч}.$$

Полное деление 1 *кг* U^{235} в сутки дает тепловую мощность, равную 925 *Мвт*, или, другими словами, деление 1,08 *г* дает 1 *Мвт-сутки*. Без существенной ошибки можно считать, что такое же количество энергии выделяется при полном делении 1 *кг* других делящихся веществ, т. е. U^{233}, Pu^{239}, U^{238}.

Следует всегда иметь в виду различие между количеством разделившегося и количеством выгоревшего делящегося вещества. Так как некоторая часть нейтронов захватывается U^{235}, Pu^{239} или U^{233} без деления, количество выгоревшего ядерного горючего всегда больше, чем количество разделившегося. В зависимости от вида ядерного горючего и типа реактора эта разница изменяется в пределах 10—20%. Если принять среднее значение 15%, то количество тепла, выделяющееся в реакторе на 1 *кг* выгоревшего изотопа, составит $0{,}85 \cdot 19 \cdot 10^{9} \approx 16 \cdot 10^{9}$ *ккал*. Полное выгорание 1 *кг* U^{235} в сутки дает тепловую мощность $0{,}85 \cdot 925 \approx 790$ *Мвт*, а для получения количества энергии, равного 1 *Мвт-сутки*, необходимо выгорание 1,27 *г* делящегося изотопа.

Иногда суммарное выгорание выражают в мегаватт-днях на 1 *т* урана. Чтобы перейти от этой величины к выгоранию в килограммах на 1 *т* урана, необходимо величину выгорания в мегаватт-днях разделить на 790. Так, например, выгоранию 2 400 *Мвт-дней/т* соответствует выгорание

$$\frac{2\,400}{790} \approx 3 \text{ кг/т}.$$

Деление ядер U^{238} производят только нейтроны с энергией выше 1 *Мэв*. В реакторах, работающих на тепловых нейтронах, вклад от деления U^{238} на быстрых нейтронах обычно не превышает 3%. Тем не менее для реакторов с графитовым замедлителем деление на быстрых нейтронах имеет очень большое значение, так как только благодаря наличию этого деления замедляющие свойства графита оказались достаточными для работы ядерных реакторов с графитовым замедлителем на природном уране.

Нейтроны с энергиями 100 *Мэв* и выше производят деление очень многих тяжелых ядер: висмута, свинца, таллия, золота и др. Такие деления сопровождаются испусканием большого числа нейтронов. Но все эти нейтроны обладают энергиями, значительно меньшими 100 *Мэв*, что исключает возможность осуществления самоподдерживающейся цепной реакции деления. Поэтому деление ядер атомов нейтронами очень высоких энергий не представляет интереса для реакторостроения.

Литература

1. С. Глесстон и М. Эдлунд, Основы теории ядерных реакторов, Издательство иностранной литературы, Москва, 1954.

2. Р. Э. Лэпп и Г. Л. Эндрюс, Физика ядерного излучения, Госвоениздат, Москва, 1956.

3. Я. Б. Зельдович и Ю. Б. Харитон, Кинетика цепного распада урана, «Журнал экспериментальной и теоретической физики», 1940, т. 10, вып. 5, стр. 477.

Глава третья

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

3-1. ТИПЫ РЕАКТОРОВ

Ядерный реактор представляет собой устройство, предназначенное для осуществления самоподдерживающейся цепной реакции деления атомных ядер. Возможность осуществления такой реакции обеспечена тем, что каждый акт деления ядра производит два или три нейтрона, способных вызвать деление других ядер ядерного топлива, загруженного в реактор. Если бы все нейтроны, возникающие при делении, расходовались только на деление ядер, то получился бы лавинный процесс неограниченного размножения нейтронов, сопровождающийся ростом числа делений во времени и, следовательно, мощности реактора. В действительности же в любом реакторе одновременно с процессом деления всегда имеет место, во-первых, поглощение нейтронов горючим, не приводящее к делению, а также поглощение их другими материалами, входящими в состав активной зоны, и, во-вторых, утечка нейтронов из активной зоны реактора. Эти два фактора — поглощение нейтронов не в реакции деления и утечка нейтронов — дают возможность регулировать процесс деления таким образом, чтобы число нейтронов в активной зоне и число актов деления в единицу времени были постоянными.

Цепная реакция деления может быть осуществлена с нейтронами любых энергий — от тепловых до быстрых. Нейтроны, испускаемые в акте деления, имеют энергию в среднем около 2 *Мэв*. Это — быстрые нейтроны. Чтобы превратить их в тепловые, нужно уменьшить их скорость. С этой целью в состав активной зоны реактора вводят замедлитель. В качестве замедлителя применяют вещества с малым атомным весом и малым сечением поглощения. Многократные акты рассеяния нейтрона в замедлителе приводят к снижению его энергии и скорости до тепловых значений. У таких ядерных горючих, как U^{235}, U^{233} и Pu^{239}, эффективные поперечные сечения деления для тепловых нейтронов в сотни раз больше, чем для быстрых. Поэтому тепловые нейтроны значительно более эффективны для деления ядер этих изотопов, чем быстрые. Применяя тепловые нейтроны, мож-

но поддерживать цепную реакцию деления U^{235} в природном уране, содержащем всего лишь 0,714% этого изотопа, тогда как на быстрых нейтронах осуществить цепную реакцию в природном уране невозможно, несмотря на то, что быстрые нейтроны вызывают деление не только U^{235}, но также U^{238}, составляющего 99,28% в природном уране.

Реакторы, в которых деление вызывают главным образом тепловые нейтроны, называют реакторами на тепловых нейтронах. В этих реакторах некоторую часть делений — примерно около 3% — производят быстрые нейтроны.

Реакторы, в которых бо́льшую часть делений производят быстрые нейтроны, называют реакторами на быстрых нейтронах. В таких реакторах применяют ядерные топлива с высоким содержанием U^{235} или Pu^{239} (или U^{233}). К числу этих реакторов, но с нерегулируемой цепной реакцией, относятся атомные бомбы.

Возможны также ядерные реакторы, в которых деление производится преимущественно промежуточными нейтронами с энергиями, несколько превышающими тепловую. Такие реакторы называют реакторами на промежуточных нейтронах.

Конструктивно реакторы на тепловых, промежуточных и быстрых нейтронах отличаются друг от друга количеством замедлителя в активной зоне. Реакторы на быстрых нейтронах совсем не имеют замедлителя. У реакторов на промежуточных нейтронах количество замедлителя недостаточно для полного замедления всех нейтронов, а реакторы на тепловых нейтронах имеют достаточное для этого количество замедлителя.

В зависимости от способа взаимного размещения горючего и замедлителя в активной зоне реакторы на тепловых нейтронах могут быть гомогенного или гетерогенного типа. В гомогенном реакторе горючее и замедлитель перемешаны друг с другом и образуют более или менее однородную (гомогенную) смесь. В гетерогенном реакторе горючее размещено в замедлителе в виде тепловыделяющих элементов той или иной формы.

В гетерогенных реакторах, работающих на природном уране, применяют в качестве замедлителя графит, тяжелую воду, бериллий и окись бериллия, а при работе на обогащенном уране или плутонии — также и природную воду.

Гомогенный реактор с природным ураном возможен только при использовании в качестве замедлителя тяжелой воды, так как все другие замедлители в однородной смеси с природным ураном не приводят к цепной реакции. Одним из типов гомогенного реактора является водный гомогенный реактор, в котором активная зона содержит раствор урановых солей или взвесь нерастворимых окислов урана в тяжелой или природной воде; в случае природной воды соли или окислы должны быть изготовлены из обогащенного урана, т. е. урана с повышенным содержанием изотопа U^{235}.

Отвод тепла из активной зоны реактора может быть осуществлен посредством различных теплоносителей, жидких и газообразных. Теплоносители, применяемые для реакторов, работающих на тепловых нейтронах, должны обладать достаточно малым сечением поглощения нейтронов. Этому требованию в большей или меньшей степени удовлетворяют: тяжелая вода, природная вода, некоторые легкоплавкие металлы, такие, как натрий, калий, висмут, свинец и многие газы. В некоторых случаях, по-видимому, целесообразно применение высококипящих органических теплоносителей, в частности дифенила, дифенилоксида и их эвтектической смеси.

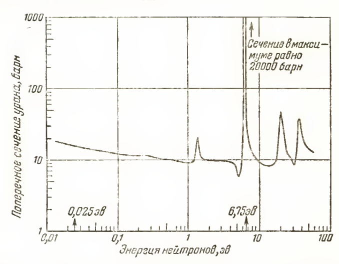


Рис. 3-1. Эффективное полное поперечное сечение природного урана ($\sigma_a + \sigma_s$).

Почти каждый ядерный реактор приходится рассматривать не только как устройство для выработки тепловой энергии, но и как производитель новых делящихся веществ, образующихся в реакторе одновременно с выгоранием ядерного горючего. Такими веществами являются, во-первых, плутоний $_{94}Pu^{239}$, получающийся из $_{92}U^{238}$ в результате радиационного захвата нейтрона и последующих радиоактивных распадов, и, во-вторых, уран $_{92}U^{233}$, получающийся в результате распадов, следующих за поглощением нейтронов в тории $_{90}Th^{232}$.

Реакция радиационного захвата была рассмотрена в § 2-3. Она состоит в поглощении атомным ядром нейтрона с одновременным испусканием гамма-кванта, т. е. это реакция типа (n, γ). В U^{238} некоторая часть радиационного захвата — около 20—30% — приходится на резонансное поглощение замедляющихся нейтронов. Как видно из рис. 3-1, U^{238} имеет несколько резонансных максимумов; из них особенно велик резонансный ма-

ксимум при энергии нейтрона 6,75 *эв.* Захват нейтронов U^{238} приводит к следующим реакциям:

$$_{92}U^{238} + _0n^1 \rightarrow _{92}U^{239}. \quad (3\text{-}1)$$

$$_{92}U^{239} \xrightarrow[23\ мин]{} _{93}Np^{239} + _{-1}e^0. \quad (3\text{-}2)$$

$$_{93}Np^{239} \xrightarrow[2,3\ дня]{} _{94}Pu^{239} + _{-1}e^0. \quad (3\text{-}3)$$

Промежуточным элементом в этих реакциях является быстро распадающийся нептуний-239, а конечным — изотоп плутония $_{94}Pu^{239}$ с периодом полураспада $2,411 \cdot 10^4$ лет. Плутоний может быть выделен из урана химическим путем и использован как ядерное топливо в реакторах всех типов.

Изотоп U^{233} возникает при облучении тория нейтронами:

$$_{90}Th^{232} + _0n^1 \rightarrow _{90}Th^{233}. \quad (3\text{-}4)$$

$$_{90}Th^{233} \xrightarrow[23,5\ мин]{} _{91}Pa^{233} + _{-1}e^0. \quad (3\text{-}5)$$

$$_{91}Pa^{233} \xrightarrow[27,4\ дня]{} _{92}U^{233} + _{-1}e^0. \quad (3\text{-}6)$$

Промежуточный элемент — протактиний-233 — с периодом полураспада 27,4 дня; конечный элемент — делящийся тепловыми нейтронами изотоп $_{92}U^{233}$ с периодом полураспада $1,62 \times \times 10^5$ лет. Этот изотоп может быть выделен из тория химическим путем.

Реакторы, в активной зоне которых имеется U^{238} или Th^{232}, относятся к числу регенеративных реакторов, работающих с воспроизводством делящихся материалов. Отношение числа атомов нового делящегося вещества, полученного в реакторе, к числу выгоревших атомов ядерного горючего называют коэффициентом воспроизводства. Этот коэффициент равен числу тепловых нейтронов, поглощенных в U^{238} или Th^{232}, приходящемуся на один акт деления в ядерном горючем. Если считать, что в среднем акт деления U^{235} дает 2,5 нейтрона, то за вычетом одного нейтрона, расходуемого на деление, и примерно 0,4 нейтрона, расходуемых на захват без деления в U^{235}, остается 1,1 нейтрона. Больше чем 1,1 нейтрона на одно деление, очевидно, не может быть поглощено в U^{238} или Th^{232}. Поэтому теоретическое максимальное значение коэффициента воспроизводства при делении равно 1,1. В действительности из-за поглощений в других материалах активной зоны и утечки нейтронов коэффициент воспроизводства в реакторах на тепловых нейтронах всегда значительно меньше этой величины. В реакторах специального типа, называемых реакторами-размножителями (по английски — бридеры), он несколько превышает 1. В таких реакторах для получения плутония может быть использован регенерат природного урана, обедненный по содержанию U^{235}. Регенерат получают как отходы при обогащении урана изотопом U^{235} на заводах по раз-

делению изотопов урана, а также при переработке на радиохимических заводах облученного в реакторах природного урана после частичного выгорания в нем U^{235}.

Реакторы-размножители дают возможность перерабатывать U^{238} и Th^{232} в ядерное топливо и, таким образом, полностью (если не считать потерь при регенерации) использовать для деления природные запасы урана и тория.

Если сопоставить возможности выбора, которыми располагает конструктор при проектировании ядерных реакторов, то окажется, что имеется большое число различных разумных комбинаций типов реактора, ядерных топлив, замедлителей, теплоносителей и т. п., как это можно видеть из табл. 3-1, заимствованной (с некоторыми изменениями) у Э. Вейнберга (Ок-Риджская лаборатория, США).

Таблица 3-1

Топливо, загружаемое в реактор	Сырье для получения вторичного ядерного топлива	Энергия нейтронов	Теплоноситель	Геометрия активной зоны	Замедлитель
Природный уран	Природный уран	Быстрые	Газы	Гетерогенный	Природная вода
		Промежуточные	Жидкие металлы	Гомогенный	Тяжелая вода
Обогащенный уран	Торий	Тепловые	Природная вода		Бериллий
	Регенерат природного урана				Окись бериллия
Чистые изотопы	Без воспроизводства		Тяжелая вода		
			Углеводороды		Графит
					Углеводороды

Число комбинаций из элементов этой таблицы, не являющихся заведомо невозможными, по-видимому, больше 100. Однако многие из этих вариантов на сегодня практически неосуществимы из-за трудности изготовления, отсутствия подходящих конструкционных материалов, недостаточности опытных данных, неразработанности методов расчета и т. п.

По некоторым типам реакторов можно сделать следующие замечания.

Вследствие малых величин сечений деления для быстрых нейтронов (рис. 3-2) у реакторов на быстрых нейтронах количество делящихся материалов, приходящееся на единицу объема активной зоны, в десятки раз больше, чем у реакторов на тепловых нейтронах. Поэтому необходимым условием для энергетических реакторов на быстрых нейтронах является обеспечение весьма высокого теплосъема с единицы объема активной зоны. Между тем применение в этих реакторах воды в качестве теплоноси-

теля недопустимо, так как она замедляет нейтроны. Газ вряд ли сможет обеспечить достаточно интенсивный теплоотвод. Остаются жидкие металлы, которые, вероятно являются единственно возможным теплоносителем для реакторов этого типа. Это обстоятельство, а также сложность регулирования сильно усложняют эксплуатацию и ограничивают возможности использования реакторов на быстрых нейтронах на крупных атомных электростанциях.

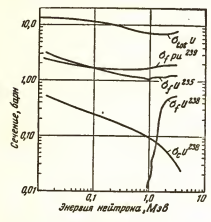


Рис. 3-2. Сечения деления на быстрых нейтронах.

Реакторы-размножители пока еще не вышли из стадии начальных экспериментов. Наиболее перспективными реакторами такого типа, по-видимому, являются реакторы на быстрых нейтронах. В реакторах на тепловых нейтронах расширенное воспроизводство возможно лишь с применением тория.

По реакторам на промежуточных нейтронах пока еще опубликовано мало сведений.

В дальнейшем в настоящей главе рассматриваются только ядерные реакторы на тепловых нейтронах с частичным воспроизводством. Эти реакторы наиболее перспективны для ближайших лет развития крупной атомной энергетики.

3-2. ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

На рис. 3-3 показан энергетический спектр нейтронов деления. По оси абсцисс отложена энергия нейтрона (*Мэв*), по оси ординат доля нейтронов $n(E)$, приходящаяся на единичный интервал энергии и отнесенная к одному нейтрону деления. Таким образом, площадь, ограниченная кривой $n(E)$ и осью абсцисс, равна единице. Следовательно, чтобы определить среднюю энергию нейтронов деления, нужно вычислить отношение

$$\overline{E} = \frac{\int\limits_0^\infty E n(E)\, dE}{\int\limits_0^\infty n(E)\, dE}. \qquad (3\text{-}7)$$

В интервале 0,1—18 *Мэв*, практически включающем все ней-

троны деления, спектр деления с хорошей точностью представляет формула

$$n(E) = 0{,}484\, e^{-E} \operatorname{sh} \sqrt{2E}, \tag{3-8}$$

где E выражено в *Мэв*.

Если воспользоваться этой формулой и вычислить интеграл (3-7), то окажется, что средняя энергия нейтронов деления составляет 2 *Мэв*.

Нейтроны деления должны быть замедлены, т. е. их энергия должна быть уменьшена до величины 0,03—0,09 *эв*, соответствующей тепловому движению атомов замедлителя.

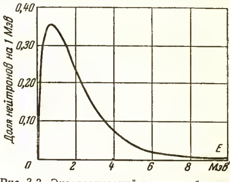


Рис. 3-3. Энергетический спектр нейтронов деления.

В ядерных реакторах замедление нейтронов деления достигается посредством их соударений с ядрами атомов замедлителя при упругом рассеянии нейтронов в замедляющей среде. При каждом столкновении с ядром атома нейтрон отдает ядру часть своей энергии. Теряемая энергия может быть подсчитана исходя из закона сохранения кинетической энергии и закона сохранения количества движения при упругих столкновениях. Применим эти законы к наиболее простому случаю прямого центрального соударения нейтрона с ядром атома. Масса нейтрона равна 1,00897 АЕМ, но без существенной ошибки можно считать ее равной единице. Масса ядра равна его атомному весу A. Скорость нейтрона до столкновения равна v_1, после столкновения v_2. Скорость тепловых колебаний атомов мала по сравнению со скоростью быстрых нейтронов. Поэтому можно принять, что ядро атома перед столкновением находится в состоянии покоя и в результате столкновения приобретает скорость v (рис. 3-4,*а*). Согласно закону сохранения кинетической энергии имеем:

$$\frac{1}{2} v_1^2 = \frac{1}{2} A v^2 + \frac{1}{2} v_2^2, \tag{3-9}$$

и согласно закону сохранения количества движения:

$$v_1 = Av + v_2. \tag{3-10}$$

Преобразуем эти выражения:

$$v_1^2 - v_2^2 = Av^2; \tag{3-11}$$

$$v_1 - v_2 = Av. \tag{3-12}$$

Разделив почленно (3-11) на (3-12), получим:

$$v_1+v_2=v. \qquad (3\text{-}13)$$

Из (3-10) и (3-13) находим скорость нейтрона после столкновения

$$v_2=-v_1\frac{A-1}{A+1}. \qquad (3\text{-}14)$$

Отношение энергии нейтрона после столкновения с ядром к энергии нейтрона до столкновения

$$\frac{E_2}{E_1}=\frac{v_2^2}{v_1^2}=\frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}. \qquad (3\text{-}15)$$

При «лобовом» столкновении с ядром потеря энергии нейтроном максимальна. В соответствии с (3-15) она составляет при столкновении с водородом ($A=1$) 100%, с углеродом ($A=12$) —

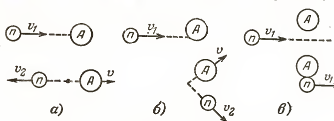


Рис. 3-4. Столкновения нейтрона с ядром атома.
а — лобовой удар; *б* — косой удар; *в* — скользящее соударение.

28%, с ураном ($A=238$) — 0,42%. Чем ближе масса ядра к массе нейтрона, тем больше доля энергии, теряемой нейтроном при столкновении. Поэтому в качестве замедлителей применяют только вещества с малым атомным весом.

При косом ударе нейтрона с ядром (рис. 3-4,*б*) потеря энергии нейтроном меньше, чем при прямом, центральном, ударе, а при скользящем соударении (рис. 3-4,*в*) эта потеря равна нулю.

Среднее значение величины потери энергии нейтроном при одном столкновении за время замедления принято выражать средней логарифмической потерей энергии на одно столкновение:

$$\xi=\overline{\ln E_1-\ln E_2}=\overline{\ln\frac{E_1}{E_2}}, \qquad (3\text{-}16)$$

где E_1 — энергия нейтрона до столкновения и E_2 — после столкновения. Если предположить, что рассеяние нейтронов изотропно относительно центра инерции системы нейтрон—ядро (т. е. все направления рассеяния равновероятны), то можно вывести следующую формулу:

$$\xi=1+\frac{(A-1)^2}{2A}\ln\frac{A-1}{A+1}. \qquad (3\text{-}17)$$

Если $A \gg 2$, то

$$\xi \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}}. \quad (3\text{-}17a)$$

Эта формула показывает, что величина ξ не зависит от энергии нейтрона. Следовательно, в любом интервале энергий замедляющийся нейтрон в среднем всегда теряет одну и ту же долю своей энергии, и величина этой доли зависит только от массового числа рассеивающих ядер. Поэтому среднее число столкновений, необходимое для уменьшения энергии нейтрона от величины E_0 до величины $E_к$, можно определить по формуле

$$z = \frac{\ln \frac{E_0}{E_к}}{\xi}. \quad (3\text{-}18)$$

Если $E_0 = 2 \cdot 10^6$ *эв* и $E_к = 0{,}025$ *эв*, то

$$z = \frac{18{,}2}{\xi}. \quad (3\text{-}19)$$

Чем больше ξ, тем эффективнее замедлитель. Но сама по себе величина ξ недостаточна для полной характеристики замедлителя. Замедлитель должен хорошо рассеивать нейтроны и мало их поглощать, т. е. он должен иметь достаточно большое эффективное сечение рассеяния σ_s и малое сечение поглощения σ_a.

Обратимся к формуле (2·5), дающей возможность выразить количественный ход любой реакции между нейтронами и ядрами атомов:

$$I_x = I_0 e^{-\sigma N x}.$$

Здесь I_0 — число нейтронов, входящих в слой вещества толщиной x; I_x — число нейтронов, выходящих из этого слоя. Разность этих величин — это число нейтронов, вступивших внутри слоя в то или иное взаимодействие с ядрами атомов вещества:

$$I_0 - I_x = I_0 (1 - e^{-\sigma N x}). \quad (3\text{-}20)$$

Величину σN, где σ — эффективное поперечное сечение ядерной реакции, а N — число ядер в 1 $см^3$ вещества, называют макроскопическим поперечным сечением вещества для данной ядерной реакции:

$$\Sigma = \sigma N \ см^{-1}. \quad (3\text{-}21)$$

Эта величина представляет собой сумму эффективных поперечных сечений всех ядер в 1 $см^3$ вещества. Так как σ выражается в $см^2$, а N — в $см^{-3}$, то макроскопическое поперечное сечение имеет размерность, обратную размерности длины. Вели-

чина, обратная макроскопическому поперечному сечению, имеет размерность длины и представляет собой среднюю длину свободного пути нейтронов для данной ядерной реакции:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma}\ см. \tag{3-22}$$

Очевидно,

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma} = \frac{1}{\sigma N} = \frac{1/N}{\sigma}. \tag{3-23}$$

В числителе этого выражения стоит объем в веществе, приходящийся на одно атомное ядро. Представим себе этот объем в виде цилиндра, ось которого совпадает с направлением движения нейтрона, а основание равно эффективному поперечному сечению σ. Высота этого цилиндра и есть λ. Взаимодействия между нейтроном и ядром не происходит, пока нейтрон движется внутри цилиндра. Когда нейтрон пройдет путь λ, он пересечет основание цилиндра и вступит во взаимодействие с ядром, т. е. ядерная реакция осуществится.

Конечно, во многих случаях нейтрон, двигаясь внутри такого воображаемого цилиндра по направлению к ядру атома, находящемуся в основании цилиндра, встретит на своем пути ядра других атомов и вступит во взаимодействие с ними. Поэтому на средней длине свободного пути λ определенная часть нейтронов вступит во взаимодействие с веществом. Нетрудно определить эту часть, если воспользоваться (3-21) и (3-22) и представить (2-5) в следующем виде:

$$I_x = I_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}, \tag{3-24}$$

или

$$\frac{I_x}{I_0} = e^{-\frac{x}{\lambda}}. \tag{3-25}$$

Если принять $x = \lambda$, то $\frac{I_x}{I_0} = \frac{1}{e}$; следовательно, на средней длине свободного пробега λ вступят во взаимодействие с веществом все нейтроны, за исключением доли, равной $\frac{1}{e}$. Если речь идет о реакции поглощения нейтронов, то на длине $\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a}$ число нейтронов уменьшается в e раз. Если же дело касается рассеяния, как в случае замедления нейтронов, то величина I_x равна не числу нейтронов, прошедших сквозь вещество, а числу нейтронов, избежавших рассеяния во время этого прохождения. Число прошедших нейтронов больше I_x, так как часть нейтронов будет рассеяна в направлении x. Длина рассеяния λ_s есть

среднее расстояние, проходимое нейтроном между двумя последовательными рассеивающими столкновениями:

$$\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s}. \tag{3-26}$$

Произведение средней логарифмической потери энергии на макроскопическое эффективное поперечное сечение рассеяния называется замедляющей способностью замедлителя:

$$\xi\Sigma_s = \xi\sigma_s N \tag{3-27}$$

и характеризует замедляющую способность всех ядер в 1 *см*³ замедлителя. Чем больше замедляющая способность, тем эффективнее замедлитель.

Таблица 3-2

Характеристики замедлителей

	H_2O	D_2O	Be	C
Атомный или молекулярный вес	18	20	9	12
Плотность при 20° С, *г/см*³	1,00	1,10	1,85	1,65
Число атомов или молекул в 1 *см*³	$3,35\cdot10^{22}$	$3,32\cdot10^{22}$	$1,24\cdot10^{23}$	$8,3\cdot10^{22}$
σ_a, барн, при 0,025 *эв*	0,66	$0,92\cdot10^{-3}$	$10\cdot10^{-3}$	$4,5\cdot10^{-3}$
σ_s, барн, при 0,025 *эв*	110	15	7	4,8
Длина рассеяния λ_s, *см*	0,27	2,00	1,15	2,52
Средняя логарифмическая потеря энергии ξ	0,92	0,51	0,20	0,16
Σ_a, *см*$^{-1}$, при 0,025 *эв*	0,022	$0,305\cdot10^{-4}$	$12,4\cdot10^{-4}$	$3,74\cdot10^{-4}$
Σ_s, *см*$^{-1}$, при 0,025 *эв*	3,68	0,500	0,867	0,397
Замедляющая способность, *см*$^{-1}$	1,48	0,178	0,173	0,064
Коэффициент замедления	67	5 820	159	170
Число столкновений в интервале замедления $2\cdot10^{6}$—0,025 *эв*	20	36	91	114

Примечание. Для чистой природной смеси изотопов углерода $\sigma_a=3,2\cdot10^{-3}$ (см. табл. 2-1). Величина $\sigma_a=4,5\cdot10^{-3}$ для графита учитывает наличие загрязнений.

Для полной характеристики замедлителя необходимо также учесть его способность поглощать нейтроны. Вещество не годится в замедлители, если велико его эффективное сечение поглощения нейтронов σ_a или Σ_a. Наилучшим показателем эффективности замедлителя является коэффициент замедления, представляющий собой отношение замедляющей способности к макроскопическому эффективному сечению поглощения:

$$\frac{\xi\Sigma_s}{\Sigma_a} = \xi\frac{\sigma_s}{\sigma_a}. \tag{3-28}$$

Для химических соединений средняя логарифмическая потеря энергии на одно столкновение вычисляется по формуле:

$$\xi = \frac{\xi_1 \Sigma_{s1} + \xi_2 \Sigma_{s2} + \dots}{\Sigma_{s1} + \Sigma_{s2} + \dots}. \qquad (3\text{-}29)$$

В табл. 3-2 дана сводка различных показателей для некоторых замедлителей. Из таблицы видно, что наилучшим замедлителем является тяжелая вода, главным образом из-за ничтожного поглощения ею нейтронов. Бериллий и углерод как замедлители примерно равноценны. Худшим замедлителем является природная вода. Она может быть использована в качестве замедлителя только при загрузке реактора обогащенным ураном.

3-3. НЕЙТРОННЫЙ ПОТОК В РЕАКТОРЕ

Обозначим через n число нейтронов в 1 *см*³ активной зоны реактора. Это число называют плотностью нейтронов. Примем, что все нейтроны имеют одинаковую по величине среднюю скорость v *см/сек*. Произведение nv $см^{-3} \cdot см \cdot сек^{-1}$ представляет собой сумму всех путей, проходимых нейтронами в 1 *см*³ за 1 *сек*. Это произведение называют потоком нейтронов:

$$\Phi = nv \ см^{-2} \cdot сек^{-1}. \qquad (3\text{-}30)$$

Поток нейтронов в реакторе есть скалярная величина, поскольку нейтроны движутся по самым различным направлениям. Если выделить нейтроны, движущиеся в направлении одной из координатных осей, то можно получить векторную величину I, называемую плотностью нейтронного потока и выражаемую, так же как и нейтронный поток, в $см^{-2} \cdot сек^{-1}$. Общее число нейтронов, проходящих в однородном нейтронном поле в 1 *сек* через любую плоскую поверхность, равную 1 *см*², составляет $^1/_2\Phi$.

Среднее расстояние, проходимое нейтроном до взаимодействия с ядром, есть длина свободного пути λ, определяемая по (3-22). Если разделить величину потока нейтронов на величину λ, то получим число взаимодействий нейтронов с ядрами в 1 *см*³ за 1 *сек*:

$$\frac{nv}{\lambda} = \Phi\Sigma. \qquad (3\text{-}31)$$

Таким образом, чтобы определить число нейтронов в 1 *см*³, участвующих в течение 1 *сек* в ядерной реакции, имеющей макроскопическое поперечное сечение Σ $см^{-1}$, необходимо умножить величину нейтронного потока Φ на величину Σ. Так, например, если Σ_a — макроскопическое сечение поглощения какого-либо вещества, а Φ — поток нейтронов в нем, то число поглощенных нейтронов в 1 *см*³ вещества за 1 *сек* равно $\Sigma_a\Phi$, а суммарное число нейтронов, поглощенных за время t *сек*,

$$\Sigma_a \Phi t = \Sigma_a nvt \ нейтронов/см^3. \qquad (3\text{-}31a)$$

Величину

$$\Phi t = nvt \quad см^{-2} \tag{3-31б}$$

называют полным потоком нейтронов. Этой величиной пользуются как мерой нейтронного облучения различных материалов внутри реактора. Спектр тепловых нейтронов в реакторах приблизительно соответствует максвелловской функции распределения скоростей. Эта функция для температуры замедлителя 20° С

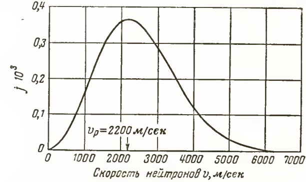


Рис. 3-5. Спектр тепловых нейтронов при 20° С.
j — доля частиц в единичном интервале скоростей.

представлена на рис. 3-5. Наиболее вероятная скорость при 20° С равна 2 200 *м/сек*. Этой скорости соответствует максимум на кривой максвелловского распределения скоростей, следовательно, скорость большинства молекул близка по величине к наиболее вероятной скорости. По этой причине спектр тепловых нейтронов принято характеризовать величиной наиболее вероятной скорости или соответствующей ей кинетической энергией нейтрона:

$$E = kT = 8{,}61 \cdot 10^{-5} T \ \text{эв}, \tag{3-32}$$

где k — постоянная Больцмана, *эв* на градус температуры.

Средняя скорость тепловых нейтронов при максвелловском распределении больше наиболее вероятной скорости в $\frac{2}{\sqrt{\pi}} = 1{,}128$ раза, а средняя кинетическая энергия тепловых нейтронов равна $\frac{3}{2} kT$.

В физических расчетах реакторов тепловые нейтроны обычно принимают за моноэнергетическую группу, а сечения поглощения и рассеяния усредняют по максвелловской функции распределения скоростей, характеризуемой температурой замедлителя. Это усреднение выполняется очень просто, если эффективное

поперечное сечение поглощения следует закону $\frac{1}{v}$. В этом случае

$$\sigma_a = \frac{a}{v}, \qquad (3\text{-}33)$$

где $a = \text{const}$; v — скорость нейтрона. Пусть v — наиболее вероятная скорость и σ_a — поперечное сечение поглощения, соответствующее этой скорости. Среднее поперечное сечение для тепловых нейтронов соответствует при максвелловском распределении средней скорости этих нейтронов v_0

$$\bar{\sigma}_a = \frac{a}{v_0} = \frac{\sigma_a v}{v_0} = \frac{\sigma_a}{1{,}128}, \qquad (3\text{-}34)$$

так как $\frac{v_0}{v} = 1{,}128$.

Плотность тепловых нейтронов при их скорости $v = 2200$ *м/сек*

$$n = \frac{\Phi}{v} = \frac{\Phi}{2{,}2 \cdot 10^5} = 4{,}55 \cdot 10^{-6} \Phi \ см^{-3}.$$

В энергетических ядерных реакторах нейтронный поток имеет величину порядка $10^{13}-10^{14}$ $см^{-2}\ сек^{-1}$.

В гомогенном реакторе с активной зоной правильной геометрической формы плотность тепловых нейтронов (а, следовательно, и нейтронный поток) имеет максимальное значение в геометрическом центре активной зоны. По направлению к периферии плотность нейтронов уменьшается вследствие утечки нейтронов через поверхность активной зоны. Чтобы уменьшить эту утечку, активную зону как в гомогенных, так и в гетерогенных реакторах окружают отражателем нейтронов. Отражатель может быть выполнен из графита, тяжелой воды или бериллия. Между активной зоной и отражателем не должно быть перегородки, интенсивно поглощающей нейтроны, например из стали, очень толстых листов алюминия и т. п. Отражатель возвращает часть нейтронов, вышедших за пределы активной зоны, а быстрые нейтроны, кроме того, еще и замедляет.

Относительное распределение нейтронного потока в гомогенном реакторе без отражателя зависит только от формы и размеров активной зоны. В теории таких реакторов распределение нейтронного потока выводится математически для сферы, цилиндра и прямоугольного параллелепипеда.

Обозначим через Φ_0 максимальный нейтронный поток, соответствующий геометрическому центру активной зоны, являющемуся также центром системы координат (рис. 3-6). Тогда распределение нейтронного потока в объеме активной зоны, не имеющей отражателя, представят следующие формулы:

I. Сфера радиусом R:

$$\Phi = \Phi_0 \frac{\sin \frac{\pi r}{R}}{\pi \frac{r}{R}}. \tag{3-35}$$

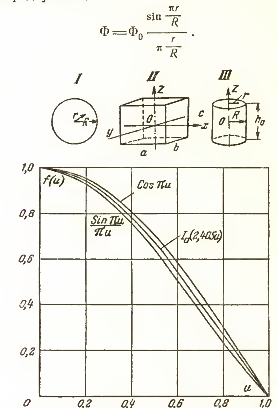


Рис. 3-6. Кривые распределения потока тепловых нейтронов в активных зонах различной формы.

I — шар с радиусом R:

$$\Phi(r) = \Phi_0 \frac{\sin \pi r/R}{\pi r/R}; \quad u = \frac{r}{R};$$

II — параллелепипед со сторонами a, b, c:

$$\Phi(x, y, z) = \Phi_0 \cos\frac{\pi x}{a} \cos\frac{\pi y}{b} \cos\frac{\pi z}{c}; \quad u = \frac{x}{a}, \frac{y}{b}, \frac{z}{c};$$

III — цилиндр с радиусом R и высотой h_0:

$$\Phi(r, z) = \Phi_0 I_0\left(\frac{2{,}405\, r}{R}\right) \cos\frac{\pi z}{h_0}; \quad u = \frac{r}{R}, \frac{z}{h_0};$$

II. Параллелепипед со сторонами a, b, c:

$$\Phi = \Phi_0 \cos\frac{\pi x}{a} \cos\frac{\pi y}{b} \cos\frac{\pi z}{c}. \tag{3-36}$$

III. Цилиндр радиусом R и высотой H:

$$\Phi = \Phi_0 I_0\left(\frac{2{,}405 r}{R}\right) \cos\frac{\pi z}{H}. \tag{3-37}$$

Входящая в (3-37) функция Бесселя нулевого порядка может быть найдена из таблиц бесселевых функций или же подсчитана по формуле

$$I_0(x) = 1 - \frac{x^2}{4} + \frac{x^4}{64} - \frac{x^6}{2\,304} + \dots \qquad (3\text{-}38)$$

Сфера является наиболее выгодной формой активной зоны, так как при заданном количестве вещества она имеет минимальную поверхность. Утечка нейтронов в сферическом реакторе меньше, чем в реакторе любой другой формы с одинаковым количеством и составом вещества. Поэтому гомогенные водяные реакторы предпочитают делать сферической формы. Для гетерогенных реакторов сфера неудобна, так как в ней трудно расположить технологические каналы. Гетерогенные реакторы выполняют в виде вертикальных или горизонтальных цилиндров, поскольку цилиндр по выгодности соотношения поверхности и объема занимает второе место после сферы. Технологические каналы в цилиндрическом реакторе размещают вдоль оси цилиндра. При равномерном их размещении и одинаковой загрузке формула (3-37) с удовлетворительной точностью может быть применена и к гетерогенному реактору. Можно представить эту формулу в следующем виде:

$$\Phi = k_R k_H \Phi_0. \qquad (3\text{-}39)$$

Величина

$$k_R = I_0\left(\frac{2{,}405r}{R}\right) \qquad (3\text{-}40)$$

пропорциональна плотности или потоку тепловых нейтронов по радиусу реактора, а величина

$$k_H = \cos\frac{\pi z}{H} \qquad (3\text{-}41)$$

пропорциональна плотности или потоку тепловых нейтронов по высоте реактора.

Тепловая мощность реактора прямо пропорциональна средней для всего реактора величине нейтронного потока в активной зоне. Чтобы подсчитать этот поток, нужно определить средние значения k_R и k_H. Если нет отражателя, то коэффициент усреднения потока по радиусу активной зоны

$$k_R^{cp} = \frac{\int\limits_0^R k_R dr\, 2\pi r}{\pi R^2} = \frac{\int\limits_0^R I_0\left(\frac{2{,}405r}{R}\right) 2\pi r dr}{\pi R^2} \approx 0{,}433. \qquad (3\text{-}42)$$

Коэффициент усреднения потока по высоте активной зоны

$$k_H^{cp} = \frac{1}{2} \int\limits_{z=-1}^{z=+1} \cos\frac{\pi}{2} z dz = \frac{2}{\pi} = 0{,}637. \qquad (3\text{-}43)$$

В действительности значения k_R^{cp} и k_H^{cp} обычно несколько больше этих величин из-за отражения нейтронов слоями замедлителя, находящимися между крайними каналами и стенками корпуса реактора, а также стенками корпуса, и составляют $k_R^{cp} = 0{,}46-0{,}50$ и $k_H^{cp} = 0{,}65 - 0{,}67$. Среднее значение нейтронного потока в реакторе без отражателя

$$\Phi_{cp} = k_R^{cp} k_H^{cp} \Phi_0 = k^{cp} \Phi_0 = (0{,}30 \div 0{,}35)\, \Phi_0. \qquad (3\text{-}44)$$

Величину k^{cp} называют коэффициентом усреднения нейтронного потока по реактору.

Обозначим через V_f полный объем делящегося материала в реакторе (например, U^{235}), через Σ_f — макроскопическое сечение деления этого материала и через c — число делений в 1 *сек* на 1 *квт*. Тогда мощность реактора

$$N = \frac{k^{cp} \Phi_0 \Sigma_f V_f}{c} \text{ квт}. \qquad (3\text{-}45)$$

Как было определено в § 2-3, на каждый акт деления выделяется энергия в количестве 195 *Мэв*. Так как 1 *Мэв* = $= 1{,}6 \cdot 10^{-16}$ *квт·сек*, то

$$c = \frac{1}{195 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-16}} = 3{,}2 \cdot 10^{13}.$$

Пользуясь (3-45), можно подсчитать мощность реактора, приходящуюся на 1 *г* загруженного в реактор U^{235}. Макроскопическое сечение деления U^{235} равно 28,20 $см^{-1}$, объем 1 *г* урана составляет ~ 0,053 $см^3$; тогда

$$N_{1г} = k^{cp}\, \Phi_0 \frac{28{,}20 \cdot 0{,}053}{3{,}2 \cdot 10^{13}} = 0{,}467 k^{cp} \Phi_0 10^{-3} \text{ квт/г}. \qquad (3\text{-}46)$$

Если реактор загружен природным ураном, содержащим U^{235} в количестве 7,14 *г/кг*, то мощность реактора на 1 *кг* загруженного в реактор природного урана

$$N_{1кгU} = 0{,}467 \cdot 7{,}14 \cdot 1{,}03 k^{cp} \Phi_0 10^{-13} = 3{,}44 k^{cp} \Phi_0 10^{-13} \text{ квт/кг}. \quad (3\text{-}47)$$

В этой формуле множитель 1,03 учитывает деление U^{238} на быстрых нейтронах.

Не вся энергия, подсчитанная по формулам (3-45)—(3-47), выделяется непосредственно в делящемся веществе. Часть энергии выделяется в замедлителе, теплоносителе и конструкционных материалах активной зоны. В замедлителе выделяется вся

энергия замедляющихся нейтронов, составляющая около 2,5% энергии, выделяющейся при делении. Кроме того, в замедлителе и других материалах, входящих в состав активной зоны, выделяется значительная часть энергии гамма-квантов, составляющая примерно 5% энергии деления. Таким образом, 7,5—8% энергии деления выделяется в замедлителе и других материалах активной зоны.

Необходимо также учитывать, что во время работы реактора происходит выгорание делящихся материалов, частично возмещаемое при наличии в активной зоне U^{238} или Th^{232} появлением новых делящихся веществ: Pu^{239} или U^{233}. Поэтому, например, формула (3-47) справедлива для начального периода работы реактора, когда еще можно пренебречь выгоранием U^{235} и появлением Pu^{239}.

Распределение плотности нейтронов в реакторе при наличии отражателя существенно изменяется. Без отражателя на границах активной зоны поток тепловых нейтронов согласно формулам (3-40) и (3-41) снижается до нуля. Практически, однако, нейтронный поток у стенок корпуса реактора снижается примерно в 10—20 раз по сравнению с нейтронным потоком в центре, так как стенки корпуса тоже являются отражателем, хотя и очень плохим. С отражателем из замедляющих материалов поток нейтронов на краю меньше, чем в центре, всего лишь в 2—3 раза. На величину потока в центре активной зоны отражатель не оказывает существенного влияния. При хорошем отражателе вблизи границы активной зоны поток тепловых нейтронов имеет минимум, а затем возрастает до некоторого максимума, находящегося внутри отражателя. Возможные распределения потока тепловых нейтронов в реакторе с отражателем и без отражателя показаны схематически на рис. 3-7. Максимум потока тепловых нейтронов в отражателе может возникнуть вследствие замедления отражателем быстрых нейтронов, утечка которых из активной зоны реактора превышает утечку тепловых нейтронов. Поглощение же тепловых нейтронов в отражателе несравненно меньше, чем в активной зоне. В гетерогенном реакторе с цилиндрической активной зоной особенно полезен боковой отражатель, так как он увеличивает плотность тепловых нейтронов на периферии поперечного сечения активной зоны, где размещено большинство технологических каналов.

Для приближенного подсчета распределения плотности тепловых нейтронов в активной зоне реактора при наличии отражателя можно использовать ту же методику, что и для реактора без отражателя, но с подстановкой в формулы вместо фактического радиуса активной зоны R и фактической высоты H эквивалентных значений этих величин:

$$R_э = R + \Delta R; \qquad (3\text{-}48)$$

$$H_э = H + 2\Delta H. \qquad (3\text{-}49)$$

Величины ΔR и ΔH называют эффективными добавками. Для каждого замедляющего вещества существует предельная толщина отражателя, превышение которой практически не сказывается на распределении потока тепловых нейтронов в активной зоне. В круглых цифрах эта предельная толщина отражателя составляет:

для тяжелой воды	80 *см*
„ графита	120 „
„ бериллия	50 „

Природная вода из-за сильного поглощения ею нейтронов не годится в качестве отражателя. Если толщина отражателя мень-

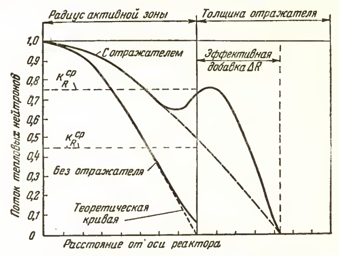


Рис. 3-7. Распределение потока тепловых нейтронов в активных зонах реакторов без отражателя и с отражателем.

ше 30% предельных значений, то эффективные добавки ΔR и ΔH следует принимать равными толщине отражателя. При отражателе предельной толщины эффективные добавки можно принимать равными 50% толщины отражателя. Для промежуточных значений толщины отражателя эффективные добавки можно находить линейной интерполяцией.

Иногда применяют неравномерное размещение технологических каналов в активной зоне. Это делают, чтобы улучшить распределение потока тепловых нейтронов по радиусу реактора, сделать его более равномерным. Для этого, например, в центре поперечного сечения активной зоны размещают технологические каналы с меньшим шагом, т. е. более тесно, чем на периферии. Вследствие этого поглощение тепловых нейтронов в центральной части возрастает и плотность нейтронов падает, вплоть до того, что в центре можно вместо максимума плотности получить

«нейтронную яму». Этого же можно добиться, размещая в центре каналы с торием, если только это допустимо по принятому запасу реактивности. Тогда максимальным тепловыделением будут обладать не центральные, а периферийные технологические каналы. Так как количество периферийных каналов значительно превышает количество центральных, то повышение мощности периферийных каналов выгодно, так как оно приводит к увеличению мощности реактора.

Во всех случаях неравномерного распределения каналов подсчет распределения плотности тепловых нейтронов уже не может производиться указанным выше методом и требует применения более сложных приемов расчета.

3-4. КОЭФФИЦИЕНТ РАЗМНОЖЕНИЯ

Если ядерный реактор работает с постоянной мощностью, то среднее значение нейтронного потока в нем постоянно, а следовательно, постоянно и число делений в единицу времени. Это значит, что в среднем каждый акт деления вызывает в последующий момент времени одно и только одно деление.

Обозначим через ν число нейтронов деления, образующихся в среднем при каждом акте деления ядра. Пусть k нейтронов из этого числа вызывают деление других ядер, а $\nu - k$ нейтронов теряется вследствие поглощений, не приводящих к делению, и из-за утечек. Величину k называют коэффициентом размножения. Цепная реакция деления возможна только в том случае, если

$$k \geqslant 1. \tag{3-50}$$

В работающем с постоянной мощностью ядерном реакторе коэффициент размножения всегда равен точно единице. При повышении мощности реактора $k>1$, при понижении $k<1$. Для регулирования мощности реактора нужно, чтобы коэффициент k всегда мог быть на несколько тысячных долей больше единицы.

Коэффициент размножения является важнейшей характеристикой реактора. Физический расчет реактора по существу заключается в определении таких размеров активной зоны заданного состава, при которых было бы удовлетворено неравенство (3-50). Очевидно, легче всего удовлетворить этому неравенству, если пренебречь утечкой нейтронов, т. е. предположить, что активная зона имеет бесконечно большие размеры. Если при этом условии неравенство (3-50) не будет удовлетворено, то это означает, что реактор с активной зоной принятого состава вообще невозможен.

Коэффициент размножения для бесконечной среды обозначают символом k_∞. В общем виде он может быть определен из рассмотрения баланса нейтронов в активной зоне бесконечно больших размеров.

Рассмотрим случай, когда ядерное горючее представляет собой смесь U^{235} и U^{238}. Пусть η — среднее число быстрых нейтронов деления, возникающих при захвате этой смесью одного теплового нейтрона. Так как не все тепловые нейтроны, поглощенные горючим, приводят к делению ядер, то $\eta < \nu$. Обычно η называют числом вторичных нейтронов. Правильнее было бы его называть коэффициентом размножения на тепловых нейтронах.

Его величина для чистых изотопов может быть подсчитана по формуле

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a}, \tag{3-51}$$

где σ_f — поперечное сечение для деления на тепловых нейтронах;

σ_a — полное поперечное сечение поглощения для тепловых нейтронов.

Определенные экспериментально значения η и ν для изотопов, делящихся тепловыми нейтронами, приведены в табл. 3-3, где дана также величина $\alpha = \frac{\nu - \eta}{\eta} = \frac{\textit{число захватов без делений}}{\textit{число делений}}$.

Таблица 3-3

		U^{233}	^{5}	Pu^{239}
Число нейтронов деления	ν	2,52	2,47	2,91
Число вторичных нейтронов	η	2,28	2,07	2,09
Отношение числа захватов без деления к числу делений	α	0,105	0,192	0,39

Для смеси изотопов U^{235} и U^{238}

$$\eta = \nu_{235} \frac{\sigma_{f235}}{\sigma_{a235} + \frac{N_{238}}{N_{235}} \sigma_{a238}}, \tag{3-52}$$

где N_{238} и N_{235} — количества атомов U^{238} и U^{235} в смеси этих изотопов.

Для природного урана

$$\frac{N_{238}}{N_{235}} = \frac{100 - 0{,}714}{0{,}714} = 139;$$

$$\eta = 2{,}47 \frac{582}{694 + 139 \cdot 2{,}73} = 1{,}34.$$

Некоторая часть быстрых нейтронов вызовет деление U^{238}, вследствие чего число быстрых нейтронов увеличится. Отношение полного числа быстрых нейтронов, получившихся от деления на нейтронах всех энергий, к числу быстрых нейтронов, по-

лучившихся от деления только на тепловых нейтронах, называют коэффициентом размножения на быстрых нейтронах и обозначают буквой ε. При большом шаге решетки деление ядер U^{238} вызывают только те быстрые нейтроны, которые возникли внутри данного тепловыделяющего элемента, и поэтому ε зависит только от толщины тепловыделяющих элементов. На рис. 3-8 показана для этого случая зависимость ε от радиуса цилиндрических урановых стержней. При тесном расположении тепловыделяющих элементов в замедлителе заметное деление ядер U^{238} будут вызывать также некоторые быстрые нейтроны, неполностью замедлившиеся и возвращенные замедлителем в тепловыделяющий элемент. На рис. 3-9 показана зависимость ε от величины отношения объема воды к объему урана для реакторов с уранo-водной решеткой, работающих с обогащенным ураном. Для гомогенных реакторов обычно отношение объемов замедлителя и горючего велико, поэтому коэффициент размножения на быстрых нейтронах практически равен единице.

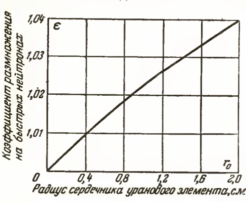


Рис. 3-8. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах ε для гетерогенных реакторов в зависимости от радиуса уранового стержня.

Произведение $\eta\varepsilon$ представляет собой полное число быстрых нейтронов, приходящееся на один тепловой нейтрон, поглощенный ядерным горючим. Замедляясь, быстрые нейтроны становятся тепловыми. В процессе замедления нейтроны проходят через значения энергий, соответствующие резонансным поглощениям в U^{238} (см. рис. 3-2). Если такой резонансный нейтрон из замедлителя попадет в тепловыделяющий элемент, то он будет захвачен ядром урана уже в поверхностном слое сердечника и не успеет проникнуть в глубь элемента. В результате этого захвата идут реакции (3-1)—(3-3), приводящие к образованию изотопа плутония Pu^{239}. Таким образом, некоторая часть замедляющихся нейтронов будет поглощена U^{238} без деления, а остальные нейтроны замедлятся до тепловой энергии. Отношение числа получившихся в результате замедления тепловых нейтронов к полному числу быстрых нейтронов называют вероятностью избежать резонансного захвата и обозначают буквой φ. Следовательно, число замедлившихся нейтронов, приходящееся на один тепловой нейтрон, поглощенный ядерным горючим, равно $\eta\varepsilon\varphi$.

Тепловые нейтроны поглощаются не только ядерным горючим, но также и неделящимися материалами, входящими в состав активной зоны, а именно: замедлителем, теплоносителем, защитными оболочками тепловыделяющих элементов, примесями в ядерном горючем, конструкционными материалами, регулирующими стержнями, осколками деления. Отношение числа тепловых нейтронов, поглощенных ядерным горючим, к полному числу поглощенных тепловых нейтронов называют коэффициентом теплового использования и обозначают буквой θ.

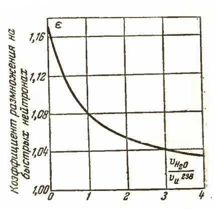


Рис. 3-9. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах ε в зависимости от величины отношения объема воды к объему урана.

Число тепловых нейтронов, захваченных ядерным горючим во втором поколении нейтронов, приходящееся на один тепловой нейтрон, поглощенный ядерным горючим в первом поколении нейтронов, равно произведению $\eta\varepsilon\varphi\theta$. Это произведение представляет собой коэффициент размножения в бесконечной среде:

$$k_{\infty} = \eta\varepsilon\varphi\theta. \tag{3-53}$$

Формулу (3-53) называют формулой четырех сомножителей. Для гомогенного реактора $\varepsilon = 1$:

$$k_{\infty гом} = \eta\varphi\theta. \tag{3-54}$$

Если в реакторе в качестве горючего используется только чистый изотоп, делящийся тепловыми нейтронами, т. е. U^{235}, U^{233} или Pu^{239}, а U^{238} или Th^{232} в активной зоне отсутствует, то $\varphi = 1$. Следовательно, в этом случае

$$k_{\infty из} = \eta\theta. \tag{3-55}$$

Для пояснения вывода формулы (3-53) приведем примерный баланс нейтронов в гетерогенном реакторе, загруженном природным ураном. Чтобы избежать дробных цифр, составим этот баланс на 100 тепловых нейтронов, поглощенных ядерным горючим в первом поколении нейтронов.

100 тепловых нейтронов поглощено в природном уране; из них:

|→10 тепловых нейтронов поглощено в U^{235} без деления;

|→36 тепловых нейтронов поглощено в U^{238};

|→54 тепловых нейтрона вызвали деление U^{235} и дали 134 быстрых нейтрона деления; из них:

→2 быстрых нейтрона вызвали деление U^{238} и дали
→6 быстрых нейтронов, которые вместе с остальными
→132 быстрыми нейтронами в сумме составили 138 быстрых нейтронов. Из этого числа:
→15 резонансных нейтронов поглощено в U^{238};
→123 нейтрона замедлились и стали тепловыми; из них:
→15 тепловых нейтронов поглощено замедлителем, теплоносителем и конструкционными материалами;
→108 тепловых нейтронов второго поколения поглощаются природным ураном.

Из этого баланса нейтронов получаем:

Коэффициент размножения на тепловых нейтронах $\eta = \frac{134}{100} = 1{,}34$.

Коэффициент размножения на быстрых нейтронах $\varepsilon = \frac{138}{134} = 1{,}03$.

Вероятность избежать резонансного захвата $\varphi = \frac{123}{138} = 0{,}89$.

Коэффициент теплового использования $\theta = \frac{108}{123} = 0{,}878$.

Коэффициент размножения в бесконечной среде

$$k_\infty = \eta\varepsilon\varphi\theta = 1{,}34 \cdot 1{,}03 \cdot 0{,}891 \cdot 0{,}878 = 1{,}08.$$

Коэффициент воспроизводства делящихся материалов, или плутониевый коэффициент

$$K.\,B. = \frac{\text{тепловые и резонансные нейтроны, поглощенные в } U^{238}}{\text{число актов поглощения в } U^{235}} =$$

$$= \frac{36+15}{54+10} = 0{,}8 = \frac{\text{выработанный реактором } Pu^{239}}{\text{уничтоженный } U^{235}}.$$

Так как $k_\infty > 1{,}0$, то из среды взятого состава может быть выполнена активная зона конечных размеров. Ее размеры следует выбрать такими, чтобы утечка нейтронов не превышала, например, 5%. Остальные 3% избыточных нейтронов должны быть зарезервированы для компенсации отравления и других неблагоприятных эффектов, а также для регулирования мощности реактора. Таким образом, активная зона конечных размеров будет иметь в данном случае коэффициент размножения $k = 1{,}03$.

Разность $k - 1$ называют запасом реактивности реактора. Для энергетических реакторов этот запас обычно принимают в пределах 0,015—0,03.

Так как абсолютная утечка нейтронов пропорциональна поверхности активной зоны, а количество нейтронов, производимое в реакторе, пропорционально объему активной зоны, то относительная утечка пропорциональна отношению поверхно-

сти активной зоны к ее объему, если реактор не имеет отражателя. Это отношение тем меньше, чем больше линейные размеры активной зоны. Поэтому, если k_∞ мало и, следовательно, нельзя допустить большой утечки нейтронов, приходится выполнять активную зону с большими размерами.

Размеры активной зоны, соответствующие значению $k=1$, называют критическими размерами. Эти размеры как раз обеспечивают возникновение и поддержание цепной реакции деления, но из-за необходимости иметь запас реактивности активная зона реакторов всегда делается надкритичной, т. е. с размерами, превышающими критические размеры.

Один из способов, позволяющих уменьшить критические размеры активной зоны, — это применение отражателя. Этот способ, как уже отмечалось выше, применим только в том случае, если отражатель можно разместить в общей оболочке с активной зоной. Другим способом является использование в качестве ядерного горючего обогащенного урана, т. е. урана с повышенным против природного содержанием изотопа U^{235}.

Обогащенный уран не только позволяет сократить размеры активной зоны, но, кроме того, дает возможность применять в активной зоне, хотя и в ограниченном количестве, нержавеющую сталь и другие металлы, обладающие более сильным поглощением тепловых нейтронов, чем алюминий и его сплавы.

Представляет интерес проследить, как изменится характеристика активной зоны в рассмотренном выше примерном балансе нейтронов, если природный уран заменить обогащенным, а в остальном не менять состава активной зоны. Результаты соответствующих подсчетов, выполненных для разных обогащений урана, представлены в табл. 3-4.

Таблица 3-4

Содержание U^{235}, %	0,71	1	2	5	10	100
Число вторичных нейтронов η	1,34	1,50	1,74	1,93	2,01	2,08
Коэффициент воспроизводства	0,80	0,62	0,38	0,26	0,20	0
Коэффициент размножения в бесконечной среде k_∞	1,08	1,24	1,50	1,69	1,78	1,92

Хотя цифры табл. 3-4 относятся к частному случаю, они правильно отражают общее влияние обогащения на работу ядерного реактора. Как видно из рис. 3-10, составленного по данным табл. 3-4, обогащение вначале резко повышает k_∞, но, начиная примерно с 5%, его влияние на k_∞ становится уже незначительным. С другой стороны, обогащение существенно снижает коэффициент воспроизводства делящихся материалов, причем особенно резкое снижение коэффициента воспроизводства также имеет место до обогащения, равного примерно 5%.

Предположим, что приведенный баланс нейтронов в активной зоне для природного урана относится к энергетическому реактору, у которого трубы технологических каналов и защитные оболочки тепловыделяющих элементов выполнены из алюминия. Желая заменить алюминий нержавеющей хромоникелевой сталью, заменим природный уран обогащенным до 5% ураном. Из табл. 3-4 следует, что в этом случае появится избыток тепловых нейтронов в количестве 169—108=61 нейтрон на каждые 100 тепловых нейтронов, поглощенных в ядерном горючем. Было бы нерационально целиком использовать этот избыток

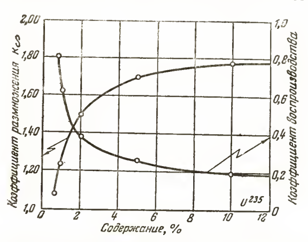


Рис. 3-10. Влияние обогащения урана на коэффициент размножения в бесконечной среде и коэффициент воспроизводства.

на поглощение в нержавеющей стали. Обогащенный уран очень дорог, поэтому при переходе на него необходимо уменьшить размеры реактора, его загрузку ядерным топливом. Выделим для этой цели, например, 37 нейтронов в дополнение к пяти нейтронам, принятым для варианта с природным металлом. Следовательно, суммарная утечка нейтронов будет теперь составлять 5+37=42 нейтрона вместо пяти нейтронов, принятых для природного урана. Вследствие увеличения утечки в 8,4 раза размеры реактора можно будет существенно сократить. Это обстоятельство может привести к некоторому снижению мощности реактора, но, с другой стороны, замена алюминия нержавеющей сталью даст возможность повысить температуру тепловыделяющих элементов и, таким образом, улучшить теплоотдачу и к. п. д. энергетической части установки. Остальные 61—37=24 нейтрона могут быть израсходованы на поглощение в нержавеющей стали. Допустим, что в варианте с природным металлом сумма толщин стенки трубы технологического кана-

ла и защитной оболочки тепловыделяющих элементов составляла 2 *мм*. Далее, предположим, что поглощение в этих алюминиевых деталях составляло шесть нейтронов из 15, расходуемых на суммарное поглощение в неделящихся материалах активной зоны. Теперь к этим шести нейтронам добавятся еще 24, и общее поглощение в нержавеющей стали можно принять равным 6+24=30 нейтронам, т. е. в 5 раз больше, чем было в алюминии. Но по поглощению тепловых нейтронов 50 *мк* нержавеющей стали равноценны 1 *мм* алюминия. Поэтому суммарная толщина стенки трубы технологического канала и оболочки защитного покрытия при замене алюминия нержавеющей сталью не должна превышать

$$2{,}5 \cdot 0{,}05 = 0{,}5 \text{ мм}.$$

Как видим, не слишком много, но все же достаточно для того, чтобы сконструировать реактор на уране 5% обогащения с технологическими каналами из тонкостенных стальных труб малого диаметра, как это сделано, например, на первой советской атомной электростанции. Увеличение геометрических размеров такого реактора повысит его мощность, сократит утечку нейтронов и тем самым даст возможность увеличить толщину стенок из нержавеющей стали или же, сохранив эту толщину прежней, уменьшить применяемое обогащение урана.

Обогащение значительно повышает стоимость урана; так, например, уран с 5% обогащения дороже природного урана в 15—20 раз. Поэтому вопрос о целесообразности обогащения и степени обогащения — это в основном вопрос экономики.

Вернемся к формуле (3-53). Нам осталось рассмотреть способы подсчета коэффициента теплового использования θ и вероятности избежать резонансного захвата φ. Обе величины прежде всего зависят от концентрации ядерного горючего в замедлителе. Нетрудно догадаться, что вероятность избежать резонансного захвата тем больше, чем меньше U^{238} находится в активной зоне, т. е. чем меньше концентрация ядерного горючего в замедлителе. В пределе, когда активная зона состоит только из замедлителя, $\varphi=1$. Но в этом случае коэффициент теплового использования $\theta=0$. С увеличением содержания ядерного горючего в активной зоне этот коэффициент возрастает, и в пределе, когда активная зона состоит только из ядерного горючего, $\theta=1$, но тогда $\varphi=0$. Таким образом, изменение концентрации ядерного горючего действует на θ и φ в противоположных направлениях. Поэтому должна существовать оптимальная концентрация ядерного горючего, при которой произведение $\varphi\theta$ имеет максимальную величину. Состав активной зоны и размещение горючего в замедлителе следует подобрать так, чтобы удовлетворить условию максимума произведения $\varphi\theta$. С другой стороны, так как k_∞ для энергетического реактора не

должно быть меньше 1,05, можно подсчитать допустимое минимальное значение $\varphi\theta$. Так, для природного урана

$$(\varphi\theta)_{мин} = \frac{k_\infty}{\eta\varepsilon} = \frac{1{,}05}{1{,}34 \cdot 1{,}03} = 0{,}76.$$

Так как в оптимуме значения φ и θ по величине близки друг к другу, то, очевидно, порознь эти величины не могут быть существенно меньше $\sqrt{0{,}76} = 0{,}87$. Действительно, у реакторов, работающих на природном уране, значения φ и θ обычно находятся в пределах 0,85—0,95.

Для гомогенных реакторов, у которых активная зона представляет собой однородную смесь горючего и замедлителя, коэффициент теплового использования выражается простой формулой:

$$\theta = \frac{V_U \Sigma_{aU}}{V_M \Sigma_{aM} + V_U \Sigma_{aU}} = \frac{\Sigma_{aU}}{\frac{V_M}{V_U} \Sigma_{aM} + \Sigma_{aU}}. \qquad (3\text{-}56)$$

Здесь Σ_{aU} и Σ_{aM} — макроскопические сечения поглощения, а V_U и V_M — объемы соответственно ядерного горючего и замедлителя. Обозначив через N_U и N_M количества ядер горючего и замедлителя в активной зоне, можно представить коэффициент теплового использования в другой форме:

$$\theta = \frac{N_U \sigma_{aU}}{N_M \sigma_{aM} + N_U \sigma_{aU}} = \frac{\sigma_{aU}}{\frac{N_M}{N_U} \sigma_{aM} + \sigma_{aU}}. \qquad (3\text{-}57)$$

Несколько сложнее расчет коэффициента теплового использования для гетерогенного реактора. В простейшем случае, когда активная зона такого реактора состоит из замедлителя, в котором размещена решетка из урановых стержней, а теплоноситель, защитные оболочки и трубы технологических каналов отсутствуют, коэффициент теплового использования выражается формулой

$$\theta = \frac{\Sigma_{aU}}{\frac{V_M}{V_U} \frac{\Phi_M}{\Phi_U} \Sigma_{aM} + \Sigma_{aU}}. \qquad (3\text{-}58)$$

В знаменатель этого выражения входит отношение средних потоков тепловых нейтронов в замедлителе и горючем $\frac{\Phi_M}{\Phi_U}$, называемое коэффициентом проигрыша тепловых нейтронов или коэффициентом экранирования. Этот коэффициент появляется вследствие того, что в урановом стержне происходит выедание тепловых нейтронов, и поэтому их поток в уране меньше, чем

в замедлителе, как представлено схематически на рис. 3-11. Так как $\frac{\bar{\Phi}_M}{\bar{\Phi}_U} > 1$, то коэффициент теплового использования в гетерогенном реакторе меньше, чем в гомогенном с таким же составом активной зоны. Коэффициент экранирования зависит от радиуса уранового стержня r_U и длины диффузии тепловых нейтронов в уране L. Длиной диффузии называется среднее расстояние, проходимое нейтроном в веществе, начиная с того момента, когда нейтрон стал тепловым, и кончая его захватом. Длину диффузии L, являющуюся характеристикой вещества, обычно принимают по экспериментальным данным или подсчитывают из приближенного соотношения

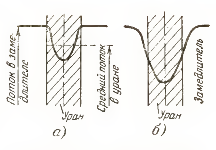


Рис. 3-11. Выедание тепловых нейтронов в урановом стержне.
а — коэффициент диффузии бесконечен; *б* — коэффициент диффузии конечен.

$$\frac{1}{L^2} = K^2 = 3\Sigma_a(\Sigma_a + \Sigma_s),$$

откуда

$$L = \frac{1}{K} = \frac{1}{\sqrt{3\Sigma_a(\Sigma_a + \Sigma_s)}} \text{ см.} \tag{3-59}$$

В табл. 3-5 приведены значения L и K для некоторых веществ.

Таблица 3-5

Значения L и K для тепловых нейтронов

	L, *см*	K, *см*$^{-1}$
Природный уран	1,4	0,72
Природная вода при 25° С . .	2,85	0,352
„ „ „ 100° С . .	3,1	0,323
„ „ „ 200° С . .	3,4	0,295
„ „ „ 300° С . .	3,8	0,264
Тяжелая вода чистая при 25° С	170	0,0059
Тяжелая вода с 0,2% H_2O при 25° С	100	0,01
Графит	50	0,02
Бериллий	20,8	0,048

Для цилиндрического уранового стержня коэффициент экранирования

$$F = \frac{\bar{\Phi}_M}{\bar{\Phi}_U} = \frac{K_U r_U}{2} \frac{I_0(K_U r_U)}{I_1(K_U r_U)}. \tag{3-60}$$

Здесь I_0 и I_1 — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков, определяемые из таблиц этих функций. С хорошим приближением

$$F = 1 + \frac{(K_U r_U)^2}{8} - \frac{(K_U r_U)^4}{192} + \ldots \tag{3-61}$$

Соотношение (3-58) может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{1}{\theta} = 1 + \frac{V_M}{V_U} F \frac{\Sigma_{aM}}{\Sigma_{aU}}. \tag{3-62}$$

Это соотношение справедливо для случая, когда коэффициент диффузии в замедлителе имеет бесконечно большое значение $L_M = \infty$ и $K_M = 0$. В этом случае поток тепловых нейтронов одинаков по всему объему замедлителя (рис. 3-11). При конечном значении коэффициента диффузии в замедлителе в правую часть (3-62) надо добавить величину $(E-1)$, выражающую собой избыточное поглощение нейтронов в замедлителе:

$$\frac{1}{\theta} = 1 + \frac{V_M}{V_U} F \frac{\Sigma_{aM}}{\Sigma_{aU}} + (E-1). \tag{3-63}$$

Заменим квадратную элементарную ячейку решетки реактора, имеющую сторону a, эквивалентной круглой ячейкой с радиусом $r_M = \frac{a}{\sqrt{\pi}}$. Тогда приближенно

$$E - 1 \approx \frac{(K_M r_M)^2}{2} \left(\ln \frac{r_M}{r_U} - 0{,}75 \right). \tag{3-64}$$

Следовательно, формула (3-63) приобретет вид:

$$\frac{1}{\theta} = 1 + \frac{V_M}{V_U} F \frac{\Sigma_{aM}}{\Sigma_{aU}} + \frac{(K_M r_M)^2}{2} \left(\ln \frac{r_M}{r_U} - 0{,}75 \right). \tag{3-65}$$

В таком виде эта формула относится к гетерогенному реактору, в активной зоне которого нет теплоносителя, защитных оболочек, труб и т. п., а есть только замедлитель и урановые стержни. Чтобы учесть влияние на коэффициент теплового использования теплоносителя, защитных и конструкционных материалов, формулу (3-65) необходимо дополнить. Обозначим через $V_{об}$ и $\Sigma_{a\,об}$ — объем и макроскопическое сечение поглощения материала защитных оболочек тепловыделяющих элементов, через $V_к$ и $\Sigma_{aк}$ — соответствующие величины для конструкцион-

ных материалов и через V_m и Σ_{am} — для теплоносителя. Тогда взамен (3-65) получим:

$$\frac{1}{\theta} = 1 + F\left(\frac{V_M \Sigma_{aM}}{V_U \Sigma_{aU}} + \frac{V_{об}}{V_U} \cdot \frac{\Sigma_{a\,об}}{\Sigma_{aU}} + \frac{V_к}{V_U} \cdot \frac{\Sigma_{aк}}{\Sigma_{aU}} + \frac{V_m \Sigma_{am}}{V_U \Sigma_{aU}}\right) + \frac{(K_M r_M)^2}{2}\left(\ln\frac{r_M}{r_U} - 0{,}75\right). \qquad (3\text{-}66)$$

Рассматривая задачу как плоскую, можно отношения объемов заменить отношениями поперечных сечений материалов q в элементарной ячейке решетки реактора:

$$\frac{1}{\theta} = 1 + \frac{F}{q_U \Sigma_{aU}}\left(q_M \Sigma_{aM} + q_{об}\, \Sigma_{a\,об} + q_к\, \Sigma_{aк} + q_m \Sigma_{am}\right) + \frac{(K_M r_M)^2}{2}\left(\ln\frac{r_M}{r_U} - 0{,}75\right). \qquad (3\text{-}67)$$

Перейдем теперь к подсчету величины φ — вероятности избежать резонансного захвата нейтронов ураном-238 в процессе замедления нейтронов до тепловой энергии.

Вероятность резонансного захвата особенно велика для однородной смеси урана с замедлителем. Именно поэтому невозможно выполнить гомогенный реактор на природном уране с такими замедлителями, как графит и бериллий, и только тяжелая вода обеспечивает эту возможность. Сама идея гетерогенного реактора возникла в результате стремления уменьшить вероятность резонансного захвата. С этой целью уран размещают среди замедлителя в виде отдельных блоков. Вследствие этого большинство замедляющихся нейтронов проходит через резонансные уровни энергии не в уране, а в замедлителе, и тем самым избегает резонансного захвата. При этом тонкий наружный слой урана в тепловыделяющих элементах экранирует сердечник от попадания в него резонансных нейтронов. Это обстоятельство уменьшает число атомов урана, располагающих возможностью осуществить резонансный захват, и приводит к повышенному содержанию плутония в наружном слое сердечника. Можно так подобрать размещение технологических каналов и диаметр тепловыделяющих элементов, чтобы получить наиболее благоприятные условия для возможности избежать резонансного захвата.

Теория резонансного поглощения в гетерогенной системе, развитая в 1943 г. советскими учеными И. И. Гуревичем и И. Я. Померанчуком, дает следующую формулу для бесконечной периодической квадратной решетки с шагом a, выполнен-

ной из цилиндрических урановых тепловыделяющих элементов с диаметром d:

$$-\ln\varphi = \frac{\lambda_s}{\xi}\,\frac{\alpha d^{\frac{3}{2}} + \beta d^2}{a^2 - \frac{\pi d^2}{4}}\,. \tag{3-68}$$

Константы α и β зависят от резонансных уровней U^{238}. Эти константы можно было бы вычислить, если бы имелись точные данные по структуре этих уровней. Отсутствие таких данных заставляет пользоваться полуэмпирическими зависимостями для φ, вид которых отвечает формуле (3-68).

По М. Б. Егиазарову для уран-графитовой решетки вероятность избежать резонансного захвата может быть подсчитана из соотношения:

$$-\ln\varphi = \frac{5{,}87 d^{\frac{3}{2}} + 3{,}02 d^2}{a^2 - \frac{\pi d^2}{4}} \pm 5\%, \tag{3-69}$$

справедливого для пределов $0{,}01 < d < 5{,}0$ *см* и для температуры урана 273° K. Для любого замедлителя и стержневых тепловыделяющих элементов (см. рис. 6-1,*а*) с радиусом уранового сердечника, равным r *см*, формула (3-69) может быть представлена в виде:

$$-\ln\varphi = \frac{\lambda_s}{\xi}\,\frac{k_T r^{\frac{3}{2}} + 0{,}73 r^2}{S}\,. \tag{3-70}$$

Здесь k_T — множитель, учитывающий зависимость резонансного поглощения от температуры урана, S *см*^{2} — площадь сечения замедлителя в ячейке.

Для кольцевых и трубчатых тепловыделяющих элементов (см. рис. 6-1,*б* и *в*):

$$-\ln\varphi = \frac{\lambda_s}{\xi}\,\frac{k_T r_н^{\frac{1}{2}} \sqrt{r_н^2 - r_в^2} + 0{,}73\,(r_н^2 - r_в^2)}{S}\,, \tag{3-70а}$$

где $r_н$ и $r_в$ — наружный и внутренний радиусы сердечника. Для прутковых тепловыделяющих элементов (см. фиг. 6-1,*г*):

$$-\ln\varphi = \frac{\lambda_s}{\xi}\,\frac{k_T r \sqrt{Rn} + 0{,}73 n r^2}{S}\,, \tag{3-70б}$$

где n — число прутков в пучке и R — радиус пучка. Для темпера-

турной поправки М. Б. Егиазаровым предложена эмпирическая формула:

$$k_T = 0{,}775\,(1 + 17{,}5 \cdot 10^{-3}\sqrt{T}). \qquad (3\text{-}71)$$

где T — средняя температура урана в °К. Формула проверена для значений $0{,}1 < d < 4$ *см*.

На рис. 3-12 показана зависимость φ от диаметра уранового стержня d и шага между каналами a для уран-графитового реактора.

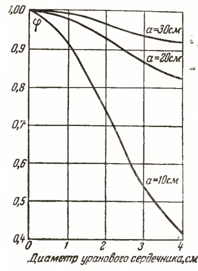


Рис. 3-12. Вероятность избежать резонансного захвата φ для уран-графитового реактора в зависимости от диаметра уранового стержня d и шага a между технологическими каналами.

Для гомогенных реакторов формула (3-70) неприменима. Вероятность избежать резонансного захвата $\varphi_{гом}$ для однородной смеси ядерного горючего и замедлителя может быть определена из следующего полуэмпирического соотношения

$$-\ln \varphi_{гом} = 3{,}9\,\frac{N_U}{\xi \Sigma_{sM}} \left(\frac{\Sigma_s}{N_U}\right)^{0{,}415}. \qquad (3\text{-}72)$$

В этой формуле Σ_s представляет собой полное макроскопическое сечение рассеяния однородной смеси, равное сумме сечений рассеяний для урана и замедлителя:

$$\Sigma_s = N_U \sigma_{sU} + N_M \sigma_{sM} = \Sigma_{sU} + \Sigma_{sM}. \qquad (3\text{-}73)$$

Здесь N_U и N_M — количество ядер атомов урана и замедлителя в 1 $см^3$ смеси. Если однородная смесь задана отношением числа ядер $\frac{N_M}{N_U} = b$, то

$$N_U = \frac{\gamma_M / A_M}{b + \dfrac{A_U \gamma_M}{A_M \gamma_U}}\, 0{,}06023 \cdot 10^{24} \qquad (3\text{-}74)$$

Средняя логарифмическая потеря энергии ξ для различных замедлителей приведена в табл. 3-2, а эффективные сечения рассеяния σ_s для резонансной области энергий нейтронов приведены в табл. 3-6.

Таблица 3-6

Сечения рассеяния σ_s в барнах для резонансной области

Природный уран, U^{238} и U^{235}	8,2
Графит	4,8
Бериллий	6,0
Тяжелая вода	10,5
Природная вода	46

Формула (3-72) может применяться до значений $\frac{\Sigma_U}{N_U} = 1\,000$ барн.

3-5. КРИТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРЫ РЕАКТОРА БЕЗ ОТРАЖАТЕЛЯ

Подсчет коэффициента размножения для бесконечной среды сводится к подбору такого состава активной зоны, при котором k_∞ имеет наибольшее возможное значение для заданных условий конструирования реактора, т. е. при определенном ядерном горючем, заданных конструкционных материалах и т. д. После того как состав активной зоны подобран, из него надо „выкроить“ объем такого размера, чтобы потеря нейтронов на каждый захваченный горючим тепловой нейтрон была равна $k_\infty - 1$. Размеры активной зоны, отвечающие этому условию, называют критическими размерами. Иногда говорят о „критической массе“ реактора, однако это выражение не совсем правильно, поскольку на критичность реактора оказывают влияние не только величина объема активной зоны, но также ее геометрическая форма и соотношение размеров.

Обычно активную зону реактора делают надкритичной, т. е. с размерами, несколько превышающими критические, вследствие чего потеря нейтронов на каждый поглощенный ядерным горючим тепловой нейтрон меньше, чем $k_\infty - 1$, а эффективный коэффициент размножения $k_{эф} > 1$. Этот коэффициент подсчитывают по формуле

$$k_{эф} = k_\infty p_f p_t. \qquad (3\text{-}75)$$

Здесь p_f — вероятность избежать утечки для быстрых нейтронов и p_t — вероятность избежать утечки для тепловых нейтронов. Таким образом, $1 - p_f$ и $1 - p_t$ представляют собой относительные утечки соответственно быстрых и тепловых нейтронов. Очевидно, как p_f, так и p_t должны расти с увеличением объема активной зоны, а также при изменении формы активной зоны, приводящем к уменьшению величины отношения поверхности к объему. Следовательно, в формулы для подсчета p_f и p_t должен входить не просто объем активной зоны реактора, а неко-

торый геометрический параметр, учитывающий влияние не только объема, но и формы. Этот параметр имеет различные выражения для тел разной формы, а именно:

сфера радиусом R:

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2; \tag{3-76}$$

цилиндр с радиусом R и высотой H:

$$B^2 = \left(\frac{2{,}405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2; \tag{3-77}$$

прямоугольный параллелепипед со сторонами a, b и c:

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2; \tag{3-78}$$

куб со стороной a:

$$B^2 = 3\left(\frac{\pi}{a}\right)^2. \tag{3-79}$$

Параметр B^2 имеет размерность *см*$^{-2}$. Чем больше критические размеры реактора, тем меньше величина B^2.

Утечка нейтронов с поверхности активной зоны реактора приводит к тому, что плотность нейтронов, т. е. их число в единице объема, уменьшается по направлению от центра к периферии. Движение нейтронов в активной зоне подчиняется общему закону диффузии, согласно которому интенсивность и направление движения определяются градиентом нейтронного потока, аналогично тому как величина и направление теплового потока определяются градиентом температуры. Так как плотность нейтронов на периферии активной зоны меньше, чем в центре, нейтроны диффундируют в общем от центра к периферии, хотя отдельные нейтроны могут иметь самые различные направления движения. Если провести прямые линии от точки, в которой нейтрон родился, до точки, в которой он стал тепловым после многократных рассеяний в замедлителе, то преобладающим будет направление этих линий от центра к периферии реактора. Чем больше средняя длина этих линий, тем больше вероятность для замедляющихся нейтронов уйти из активной зоны до момента превращения в тепловые нейтроны. Аналогично и для тепловых нейтронов вероятность утечки тем выше, чем больше среднее расстояние по прямой от той точки, где нейтрон стал тепловым, до той точки, где он был поглощен. Величины этих средних расстояний по прямой зависят от физических свойств замедлителя. Эти величины определялись экспериментально. В теории ядерных реакторов принято пользоваться некоторыми модификациями этих величин. Одна из них, τ, представляет собой одну шестую среднего квадрата расстояния по прямой в бесконечной среде между точкой рождения быстрого нейтро-

на и точкой, где нейтрон стал тепловым. Другая, L^2, представляет собой одну шестую среднего квадрата расстояния по прямой в бесконечной среде между точкой, где нейтрон стал тепловым, и точкой, где он был поглощен.

Величину τ называют возрастом нейтронов или квадратом длины замедления, величину L — диффузионной длиной для тепловых нейтронов. Значения L для разных замедлителей приведены в табл. 3-5, а для подсчета величины L можно пользоваться формулой (3-59). Значения τ приведены в табл. 3-7.

Таблица 3-7

Возраст нейтронов и квадрат диффузионной длины в разных замедлителях

	τ, *см²*	L_0^2, *см²*
Природная вода	31,4	8,1
Тяжелая вода (с 0,20% H_2O)	120	10 000
Графит при плотности 1,60 Г	350	2 500
Бериллий	97,2	433

Чем больше значения τ и L^2, тем больше расстояния, проходимые быстрыми и тепловыми нейтронами в замедлителе, и утечка нейтронов из системы. Следовательно, критические размеры реактора растут с увеличением τ и L^2. Поэтому из табл. 3-7 можно сделать вывод, что при прочих равных условиях наименьшие размеры должен иметь реактор с природной водой в качестве замедлителя.

Наличие в активной зоне урана и других поглотителей нейтронов мало сказывается на величине τ. Так как замедление в уране мало, то возраст нейтронов в решетке должен быть несколько бо́льшим, чем в чистом замедлителе, но поглощение нейтронов снижает τ и приводит к тому, что его значение в активной зоне примерно такое же, как в чистом замедлителе. Зато величина L^2 в активной зоне много меньше, чем в чистом замедлителе, из-за большого поглощения тепловых нейтронов ураном, теплоносителем, конструкционными материалами и т. п.

При не слишком большой концентрации ядерного горючего в замедлителе можно считать, что квадрат диффузионной длины для тепловых нейтронов в активной зоне с удовлетворительной точностью выражается формулой

$$L^2 = L_0^2 \frac{q_M}{1 + \sum_1^n q_n}. \tag{3-80}$$

В этой формуле L_0 — диффузионная длина в чистом замедлителе. Под знак суммы входят величины

$$q_n = \frac{\Sigma_{an} V_n}{\Sigma_{aU} V_U} F, \tag{3-81}$$

подсчитанные для всех веществ, входящих в состав активной

зоны, за исключением замедлителя, для которого определяется величина

$$q_M = \frac{\Sigma_{aM} V_M}{\Sigma_{aU} V_U} F + (E - 1). \quad (3\text{-}82)$$

Значения F и $E - 1$ определяются по формулам (3-60) и (3-64).

Зная величины B^2, τ и L^2, можно определить вероятность избежать утечки во время замедления для быстрых нейтронов:

$$p_f = e^{-B^2\tau} \quad (3\text{-}83)$$

и вероятность избежать утечки для тепловых нейтронов:

$$p_t = \frac{1}{1 + B^2L^2}. \quad (3\text{-}84)$$

Подставив эти значения в формулу (3-75), получим:

$$k_{эф} = \frac{k_\infty e^{-B^2\tau}}{1 + B^2L^2}. \quad (3\text{-}85)$$

Условие критичности реактора:

$$\frac{k_\infty e^{-B^2\tau}}{1 + B^2L^2} = 1. \quad (3\text{-}86)$$

Величину B^2, отвечающую этому условию, называют лапласианом реактора. Если геометрический параметр B меньше, чем лапласиан, то реактор надкритичен и $k_{эф} > 1$. Если параметр B^2 больше, чем лапласиан, то реактор подкритичен и $k_{эф} < 1$.

Для больших реакторов величина B^2 мала, вследствие чего допустимо произвести замену

$$e^{-B^2\tau} = 1 - B^2\tau. \quad (3\text{-}87)$$

Тогда

$$k_{эф} = \frac{k_\infty (1 - B^2\tau)}{1 + B^2L^2}. \quad (3\text{-}88)$$

Из этой формулы, принимая $k_{эф} = 1$, можно определить величину лапласиана:

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{k_\infty\tau + L^2}. \quad (3\text{-}89)$$

Формулой (3-89) можно пользоваться для предварительного определения величины B^2, а затем эту величину уточнить, решив путем подстановок трансцендентное уравнение (3-86). После того как величина B^2 определена, из соотношений (3-76) — (3-79) могут быть определены геометрические размеры активной зоны

реактора. Для активной зоны цилиндрической формы из (3-77) получим:

$$R^2 = \frac{2{,}405^2 H^2}{B^2H^2 - \pi^2}. \qquad (3\text{-}90)$$

Объем цилиндра

$$V = \pi R^2 H = \frac{\pi 2{,}405 H^3}{B^2H^2 - \pi^2}. \qquad (3\text{-}91)$$

Продифференцировав это выражение по H и приравняв производную нулю, получим условие, при котором объем минимален:

$$B^2H^2 = 3\pi^2. \qquad (3\text{-}92)$$

Следовательно,

$$H = \sqrt{3}\,\frac{\pi}{B} = \frac{5{,}441}{B}. \qquad (3\text{-}93)$$

Подставив это значение в (3-90), найдем:

$$R = \frac{2{,}945}{B}. \qquad (3\text{-}94)$$

Таким образом, оптимальное соотношение между высотой и диаметром цилиндрической активной зоны

$$\frac{H}{2R} = \frac{5{,}441}{5{,}89} = 0{,}924 \qquad (3\text{-}95)$$

и минимальный объем

$$V_{мин} = \pi R^2 H = \frac{148{,}2}{B^3}. \qquad (3\text{-}96)$$

Необходимо, впрочем, отметить, что отклонения в пределах до $\pm 20\%$ от оптимального отношения $\frac{H}{D}$ мало сказываются на объеме активной зоны.

Аналогичные подсчеты можно сделать для других форм активной зоны. Результаты этих подсчетов представлены в табл. 3-8.

Из табл. 3-8 следует, что при заданном значении B минимальный критический объем имеет активная зона сферической формы.

При сооружении больших дорогостоящих реакторов обычно не ограничиваются только расчетным определением критических размеров активной зоны, но проводят их экспериментальную проверку путем постановки так называемого экспоненциального опыта. Такая проверка особенно необходима для реакторов, работающих на природном уране: ошибки физического расчета исправлять в таком реакторе, после того как он изготовлен, значительно труднее, чем в реакторе, использующем обогащенный уран, где всегда имеется возможность несколько изменить степень обогащения топлива.

Для проведения экспоненциального опыта собирается сборка из замедлителя, ядерного горючего и других веществ, соответствующая по составу и расположению материалов активной зоне проектируемого реактора, но по размерам составляющая примерно $1/3$ предполагаемых критических размеров. В нижней части этой сборки помещают источник быстрых нейтронов (например, радий-бериллиевый) и производят съемку кривых распределений плотности тепловых нейтронов внутри сборки. Эти кривые дают возможность определить лапласиан с большей точностью, чем это можно сделать чисто расчетным методом.

Таблица 3-8

Характеристики активных зон разной формы

Форма активной зоны	Критические размеры	Минимальный критический объем	
		$V_{мин}$	%
Сфера	$R=\frac{3,14}{B}$	$\frac{130}{B^3}$	100
Цилиндр	$R=\frac{2,945}{B}$	$\frac{148,2}{B^3}$	114
	$H=\frac{5,441}{B}$		
Куб	$a=\frac{5,434}{B}$	$\frac{161}{B^3}$	124

При небольших размерах реактора экспоненциальный опыт не приводит к цели. В этом случае применяют критическую сборку: собирают активную зону реактора, постепенно добавляя в нее горючее или замедлитель, и одновременно наблюдают за ростом внутри сборки числа нейтронов, источник которых помещают в центре сборки. Когда сборка достигнет критичности $k_{эф}$ системы становится равным единице, а число нейтронов стремится к бесконечности.

Этот же способ применяют для определения критических размеров впервые запускаемого реактора.

3-6. КРИТИЧЕСКИЕ РАЗМЕРЫ РЕАКТОРА С ОТРАЖАТЕЛЕМ

Применение отражателя уменьшает критические размеры активной зоны и повышает равномерность распределения нейтронного потока в ней. Уменьшение размеров активной зоны означает уменьшение числа и длины технологических каналов, что может привести к снижению мощности реактора, несмотря на выравнивание нейтронного поля. Но удельная мощность, приходящаяся на 1 *кг* загруженного в реактор ядерного горючего, возрастает с введением отражателя. Таким образом, отражатель экономит расход ядерного горючего.

Точный расчет размеров активной зоны цилиндрического реактора, имеющего боковой и торцовые отражатели, представляет собой трудную задачу. В качестве грубого приближения, годного для больших реакторов, можно применить следующий

метод подсчета: определить размеры активной зоны для реактора без отражателя, отвечающие принятому значению $k_{эф}$, затем уменьшить их на величины эффективных добавок ΔH и ΔR, после чего определить необходимую толщину отражателя, пользуясь приближенными соотношениями между эффективными добавками и толщиной отражателя, приведенными в § 3-3. Как показывает рис. 3-13, эффективные добавки представляют собой разность соответствующих размеров активной зоны для реакторов без отражателя и с отражателем.

В гетерогенных реакторах цилиндрической формы торцовые отражатели выравнивают плотность нейтронов по длине технологических каналов. Однако это выравнивание может привести не к увеличению, а к уменьшению мощности канала. Как показано в гл. 6, мощность технологического канала зависит от принятой максимальной температуры оболочки тепловыделяющих элементов. Эта температура находится вблизи выходного сечения активной части канала и может быть определена по формуле

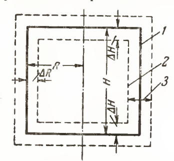


Рис. 3-13. Схема активной зоны, окруженной отражателем.

1 — активная зона реактора без отражателя; *2* — активная зона реактора с отражателем; *3* — толщина отражателя.

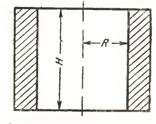


Рис. 3-14. Схема активной зоны с боковым отражателем.

$$\vartheta_{макс} = t_m + \frac{q}{\alpha}, \tag{3-97}$$

в которой t_m — температура теплоносителя в сечении канала, соответствующем температуре $\vartheta_{макс}$, а q и α — теплонапряженность поверхности тепловыделяющего элемента и коэффициент теплоотдачи в этом же сечении. Величина q пропорциональна нейтронному потоку. При заданной величине $\vartheta_{макс}$ температура теплоносителя t_m тем выше, чем меньше q, а чем выше t_m, тем больше мощность технологического канала. Поэтому наилучшим распределением плотности нейтронов вдоль технологического канала было бы такое, при котором максимум плотности приходится на сечение входа теплоносителя в активную часть канала, а минимум — на сечение выхода. Для канала с синусоидальным распределением плотности нейтронов наибольший съем мощности может быть получен при подводе

теплоносителя к середине канала, где теплонапряженность максимальна, с раздачей потока по каналу в противоположных направлениях. Выгода применения торцовых отражателей заключается в улучшении равномерности выгорания ядерного горючего по длине технологического канала. Что касается бокового отражателя, то он не только улучшает равномерность выгорания по радиусу реактора, но, кроме того, повышает мощность периферийных каналов. Поэтому боковой отражатель в цилиндрическом реакторе имеет более существенное значение, чем торцовые.



Рис. 3-15. К расчету толщины бокового отражателя.

В соответствии с (3-77) геометрический параметр реактора цилиндрической формы

$$B^2 = \alpha^2 + \beta^2. \tag{3-98}$$

Если у реактора нет торцовых отражателей, но есть боковой отражатель (рис. 3-14), то величина β^2 определяется так же, как для реактора без отражателя:

$$\beta^2 = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2. \tag{3-99}$$

Величина α^2 приближенно может быть подсчитана из уравнения

$$\frac{I_0(\alpha R)}{\alpha I_1(\alpha R)} = \lambda_r, \tag{3-100}$$

смысл которого поясняет рис. 3-15. Левая часть формулы (3-100) представляет собой отношение потока нейтронов на образующей активной зоны к величине производной от потока нейтронов по радиусу реактора при $r = R$, взятой с обратным знаком. Величина λ_r геометрически представляет собой отрезок, отсекаемый на оси r касательной в точке $r = R$ к кривой распределения потока нейтронов в активной зоне (рис. 3-15). Величину λ_r называют экстраполированной границей отражателя. Приближенно можно принять, что $\lambda_r \approx \Delta R$; тогда

$$\frac{I_0(\alpha R)}{\alpha I_1(\alpha R)} \approx \Delta R. \tag{3-101}$$

Выбрав радиус активной зоны R и эффективную добавку ΔR из (3-101), можно определить величину α и по формуле

(3-98) найти геометрический параметр B^2. Далее, по уравнению (3-85) определяется значение эффективного коэффициента размножения $k_{эф}$.

Если геометрический параметр B^2 задан, то из уравнения (3-98) определяют α^2, и тогда уравнение (3-101) дает соотношение между радиусом активной зоны R и эффективной добавкой ΔR.

Литература

1. А. Д. Галанин, Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах, Москва, 1957.
2. С. Глесстон и М. Эдлунд, Основы теории ядерных реакторов, Издательство иностранной литературы, Москва, 1954.
3. Р. Мэррей, Введение в ядерную технику, Издательство иностранной литературы, Москва 1955.
4. М. Б. Егназаров, В. С. Дикарев и В. Г. Мадеев, Измерение резонансного поглощения нейтронов в уран-графитовой решетке, Сборник «Сессия Академии наук СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук», Издательство АН СССР, Москва, 1955.
5. И. И. Гуревич и И. Я. Померанчук, Теория резонансного поглощения в гетерогенных системах, Сборник «Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии», Женева, 1955 г. Реакторостроение и теория реакторов, Издательство АН СССР, Москва, 1955.
6. Ричард Стефенсон, Введение в ядерную технику, Гостехтеориздат, Москва, 1956.

Глава четвертая

РАБОТА ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

4-1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В ядерном реакторе, работающем с постоянной тепловой мощностью, коэффициент размножения должен быть точно равен единице. Выгорание ядерного горючего, появление новых делящихся изотопов и накопление осколков деления и продуктов их радиоактивного распада приводят к непрерывному изменению состава активной зоны в работающем реакторе. В соответствии с этим изменяется и коэффициент размножения, равенство которого единице обеспечивается только работой системы регулирования реактора.

Таким образом, режим работы ядерного реактора не является стационарным, даже если реактор работает с постоянной тепловой мощностью. Осуществить стационарный режим можно было бы только при непрерывной замене выгоревшего топлива свежим, с тем чтобы количества делящихся веществ и продуктов деления в активной зоне сохранялись на постоянном уровне. Для этого нужно было бы обеспечить постепенное передвижение тепловыделяющих элементов через технологические каналы, т. е. непрерывную загрузку и разгрузку реактора. Осуществить такую схему питания энергетического ядерного реактора горючим очень трудно. Поэтому в гетерогенных энергетических реакторах предусматривают периодические загрузки и разгрузки. При такой загрузке средняя по реактору глубина выгорания ядерного горючего постепенно растет, достигая максимального значения к концу кампании реактора. Допустимая конечная глубина выгорания зависит от величины начального запаса реактивности и характера ее спадания. Начальный избыток реактивности, постепенно уменьшающийся во время работы реактора, гасится компенсирующими стержнями. По мере выгорания делящихся веществ и накопления продуктов деления компенсирующие стержни постепенно извлекают из активной зоны. Конец кампании реактора наступает, когда исчерпан весь начальный запас реактивности, т. е. все компенсирующие стержни извлечены из активной зоны.

В гомогенных реакторах, работающих с растворами или взвесями ядерного горючего в жидкостях, можно достичь стационарности режима работы, если применить непрерывную регенерацию гомогенной смеси ядерного горючего и замедлителя с постоянной подпиткой реактора свежей смесью.

По характеру воздействия на работу реактора осколки деления и продукты их распада могут быть разделены на две группы. В первую группу входят изотопы с очень большими эффективными сечениями поглощения тепловых нейтронов, во вторую — все остальные изотопы, возникающие в виде осколков деления и продуктов их распада.

В первой группе наибольшее значение имеет ксенон-135, у которого $\sigma_a = 2{,}72 \cdot 10^6$ барн, и самарий-149 с $\sigma_a = 6{,}6 \cdot 10^4$ барн. Остальные изотопы с большими эффективными сечениями поглощения (такие, как гадолиний-157, европий-155, кадмий-113) возникают в значительно меньших количествах, чем Xe^{135} и Sm^{149}, поэтому роль их сравнительно невелика.

Особенности поведения Xe^{135} и Sm^{149} в активной зоне связаны с интенсивным захватом ими тепловых нейтронов. В результате захвата нейтронов возникают изотопы Xe^{136} и Sm^{150}, имеющие очень небольшие эффективные поперечные сечения поглощения тепловых нейтронов. Интенсивное поглощение нейтронов Xe^{135} и Sm^{149} приводит к очень короткому времени жизни ядер этих изотопов, так как возникшие в результате деления или радиоактивного распада ядра Xe^{135} и Sm^{149} через короткое время поглощают нейтроны и становятся уже другими изотопами. Возникновение и убыль этих вредных поглотителей в конце концов выравниваются, и в активной зоне сохраняются некоторые постоянные их содержания, называемые равновесными концентрациями.

По-иному обстоит дело с изотопами, входящими в состав второй группы продуктов деления, имеющих сравнительно небольшие эффективные сечения поглощения тепловых нейтронов. Концентрации этих изотопов практически никогда не достигают равновесных значений, так как для этого потребовался бы слишком большой срок работы реактора и, следовательно, был бы необходим очень большой начальный запас реактивности. Вторую группу вредных поглотителей принято называть шлаками, а их воздействие на реактивность — шлакованием реактора. Действие ксенона и самария принято называть отравлением реактора. Шлакование во время работы реактора непрерывно растет, а отравление довольно быстро достигает равновесных значений и далее не изменяется. Действие же обоих процессов на реактор по сути одинаково: оно заключается в снижении реактивности из-за поглощения тепловых нейтронов возникающими в ядерном горючем вредными поглотителями.

Образующийся в уране плутоний-239 также принимает участие в делении, как и уран-235. Некоторая часть Pu^{239} в результате поглощения нейтронов без деления, т. е. радиационного захвата, превращается в Pu^{240}. Этот изотоп плутония почти не делится тепловыми нейтронами и имеет большое эффективное сечение поглощения: $\sigma_a = 475$ барн. Он обладает резонансным поглощением при $E = 1{,}07$ *эв*. Захват нейтрона плутонием-240 без деления приводит к возникновению делящегося тепловыми нейтронами изотопа Pu^{241}, у которого $\sigma_a = 1\,450$ барн и $\sigma_f = 1\,100$ барн. Примесь Pu^{240} к Pu^{239} ухудшает плутоний как ядерное горючее. Число вторичных нейтронов для смеси этих изотопов меньше, чем для чистого Pu^{239}. По мере работы реактора примесь Pu^{240} увеличивается. Плутоний, вырабатываемый энергетическими ядерными реакторами, может содержать до 20% Pu^{240}; это обстоятельство необходимо учитывать во всех расчетах по использованию этого плутония в качестве ядерного горючего.

В свою очередь Pu^{241} дает неделящийся тепловыми нейтронами изотоп Pu^{242}. Таким образом, с течением времени в активной зоне реактора образуется изменяющаяся по составу смесь четырех изотопов плутония: Pu^{239}, Pu^{240}, Pu^{241} и Pu^{242}. Что касается осколков деления и продуктов их распада, то их состав, включающий десятки и даже сотни различных изотопов, непрерывно изменяется при работе реактора, возрастая по суммарному количеству и числу составных частей. Поэтому расчеты по кинетике реактора, включающие определение состава и количества ядерного горючего и продуктов деления для различных по продолжительности периодов работы, отличаются большой сложностью. При проведении этих расчетов используют приемы численного решения систем уравнений, выражающих кинетику ядерного реактора.

4-2. РАСЧЕТ ОТРАВЛЕНИЯ И ШЛАКОВАНИЯ

Изотоп Xe^{135} возникает в ядерном горючем, во-первых, в виде осколков и, во-вторых, в результате двух последовательных распадов теллура-135, являющегося непосредственным продуктом деления:

$$ {}_{52}Te^{135} \underset{2\ мин}{\longrightarrow} {}_{53}J^{135} \underset{6,7\ ч}{\longrightarrow} {}_{51}Xe^{135} \underset{9,2\ ч}{\longrightarrow} Cs^{135}. \qquad (4\text{-}1) $$

Среднее число атомов того или иного изотопа, приходящееся на один акт деления, называют удельным выходом. Для ксенона-135 удельный выход равен 0,003, а для теллура-135 он составляет 0,064. Так как период полураспада Te^{135}, являющегося материнским веществом для йода-135, равен всего лишь 2 *мин,* то без большой погрешности можно считать, что ${}_{53}J^{135}$ возникает непосредственно в результате деления с удельным выходом 0,064. Эффективное микроскопическое сечение поглощения

у $_{53}J^{135}$ мало, поэтому можно пренебречь убылью концентрации $_{52}J^{135}$ за счет поглощения нейтронов и считать, что вся убыль йода обусловлена только его радиоактивным распадом.

Обозначим через ρ_J концентрацию йода-135, равную числу ядер этого изотопа в 1 *см*³ ядерного горючего. Пусть λ_J — постоянная распада и γ_J — удельный выход J^{135}, равный, как принято нами, удельному выходу Te^{135}. Тогда, если Φ — поток тепловых нейтронов в *см*$^{-2}$ *сек*$^{-1}$ и Σ_f — макроскопическое поперечное сечение деления ядерного горючего в *см*$^{-1}$, то скорость накопления J^{135} в 1 *см*³ ядерного горючего может быть выражена уравнением

$$\frac{d\rho_J}{dt} = \gamma_J \Sigma_f \Phi - \lambda_J \rho_J. \qquad (4\text{-}2)$$

Первый член правой части этого уравнения выражает прирост йода-135 в результате актов деления, а второй член — убыль этого изотопа из-за его радиоактивного распада. При работе реактора через некоторое время устанавливается равновесная концентрация йода, которую можно определить, приравняв нулю уравнение (4-2). Сделав это, получим:

$$\lambda_J \rho_{0J} = \gamma_J \Sigma_f \Phi. \qquad (4\text{-}3)$$

Далее, находим равновесную концентрацию:

$$\rho_{0J} = \frac{\gamma_J \Sigma_f}{\lambda_J} \Phi. \qquad (4\text{-}4)$$

Ксенон-135 возникает со скоростью $\lambda_J \rho_J$ как продукт распада йода-135 и со скоростью $\gamma_{Xe} \Sigma_f \Phi$ — как непосредственный продукт деления, образующийся с удельным выходом γ_{Xe}. С другой стороны, ксенон-135 убывает со скоростью $\lambda_{Xe} \rho_{Xe}$ за счет радиоактивного распада и со скоростью $\sigma_{Xe} \rho_{Xe} \Phi$ — за счет поглощения им тепловых нейтронов. Следовательно, скорость роста концентрации ксенона-135 может быть выражена уравнением

$$\frac{d\rho_{Xe}}{dt} = \lambda_J \rho_{0J} + \gamma_{Xe} \Sigma_f \Phi - \lambda_{Xe} \rho_{Xe} - \sigma_{Xe} \rho_{Xe} \Phi. \qquad (4\text{-}5)$$

Чтобы получить значение равновесной концентрации ксенона-135, нужно приравнять это уравнение нулю и определить величину ρ_{0Xe}:

$$\rho_{0Xe} = \frac{\lambda_J \rho_{0J} + \gamma_{Xe} \Sigma_f \Phi}{\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe} \Phi}. \qquad (4\text{-}6)$$

Если в этой формуле заменить ρ_{0J} по формуле (4-4), то получим:

$$\rho_{0Xe} = \frac{(\gamma_J + \gamma_{Xe}) \Sigma_f \Phi}{\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe} \Phi}. \qquad (4\text{-}7)$$

Отравлением или шлакованием реактора P называют отношение числа тепловых нейтронов, захватываемых продуктами деления, к числу тепловых нейтронов, поглощаемых ядерным горючим:

$$P=\sum_i \frac{\sigma_{ai}\rho_i}{\Sigma_{aU}}=\frac{\sum_i \sigma_{ai}\rho_i}{\Sigma_{aU}}. \qquad (4\text{-}8)$$

В этой формуле σ_{ai} — эффективное поперечное сечение поглощения i-того вредного поглотителя и ρ_i — его концентрация.

Отравление, обусловленное равновесной концентрацией ксенона-135, может быть выражено формулой

$$P_{0Xe}=\frac{\sigma_{aXe}\rho_{0Xe}}{\Sigma_{aU}}=\frac{\sigma_{aXe}(\gamma_J+\gamma_{Xe})}{\lambda_{Xe}+\sigma_{aXe}\Phi}\cdot\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aU}}\Phi. \qquad (4\text{-}9)$$

Отношение $\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aU}}$ зависит от степени обогащения урана:

$$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aU}}=\frac{N_{235}\sigma_{f\,235}}{N_{235}\sigma_{a\,235}+N_{238}\sigma_{a\,238}}=\frac{\sigma_{f\,235}}{\sigma_{a\,235}+\frac{N_{238}}{N_{235}}\sigma_{a\,238}}. \qquad (4\text{-}10)$$

Но

$$\frac{N_{238}}{N_{235}}=\frac{100-x_{235}}{x_{235}}, \qquad (4\text{-}11)$$

где x_{235} — процент содержания атомов U^{235} в смеси изотопов урана.

Подставив это значение в формулу (4-10), получим:

$$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aU}}=\frac{\sigma_{f\,235}}{\sigma_{a\,235}+\frac{100-x_{235}}{x_{235}}\sigma_{a\,238}}. \qquad (4\text{-}12)$$

Для природного урана $x_{235}=0{,}714\%$ и $\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aU}}=0{,}54$; для высокообогащенного урана с $x_{235}=90\%$ получим: $\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aU}}=0{,}84$. Подставим в формулу (4-9) следующие цифровые значения:

$$\gamma_J+\gamma_{Xe}=0{,}064+0{,}003=0{,}067;$$

$$\sigma_{aXe}=2{,}72\cdot10^{-18}\ см^2;$$

$$\lambda_{Xe}=2{,}1\cdot10^{-5}\ сек^{-1};$$

$$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aU}}=0{,}54 \text{ — для природного урана.}$$

В результате получим:

$$P_{0Xe} = \frac{2,72\cdot 10^{-18}\cdot 0,067}{2,1\cdot 10^{-5}+2,72\cdot 10^{-18}\Phi}\,0,54\Phi = 0,47\,\frac{10^{-19}\Phi}{10^{-5}+1,3\cdot 10^{-15}\,\Phi}\,. \tag{4-13}$$

Если $\Phi < 10^{12}$, то вторым членом в знаменателе можно пренебречь, так как он будет значительно меньше первого члена, и тогда

$$P_{0Xe} = 4,7\cdot 10^{-15}\Phi. \tag{4-14}$$

В этом случае равновесное отравление ксеноном очень мало: $P_{0Xe} < 0,0047$ и им вообще можно пренебречь. Но при $\Phi > 10^{12}$ отравление ксеноном быстро увеличивается с ростом Φ. При $\Phi > 10^{14}$ первый член в знаменателе значительно меньше, чем второй, поэтому им можно пренебречь и получить из формулы (4-13) предельную величину равновесного отравления ксеноном при работе реактора на природном уране:

$$P_{0Xe}^{макс} = 0,036.$$

Для реакторов, работающих на обогащенном уране, предельное отравление ксеноном будет больше, но во всяком случае оно будет меньше

$$\frac{0,84}{0,54}\,0,036 = 0,056.$$

Следовательно, эффект отравления реактора ксеноном имеет значение только для ядерных реакторов, работающих с достаточно высокими значениями потока тепловых нейтронов, т. е., другими словами, с высокими удельными тепловыми нагрузками.

Отравление самарием имеет значительно меньшую величину, чем отравление ксеноном. Изотоп Sm^{149} получается в результате распада неодима-149, образующегося непосредственно при делении с удельным выходом $\gamma_{Nd} = 0,014$:

$$Nd^{149} \underset{1,7\ ч}{\rightarrow} Pm^{149} \underset{47\ ч}{\rightarrow} Sm^{149}\,. \tag{4-15}$$

Изотоп Sm^{149} устойчив, т. е. для него $\lambda_{Sm} = 0$. Так как период полураспада Nd^{149} в 27,5 раза меньше, чем период полураспада прометея-149, являющегося материнским веществом для Sm^{149}, то можно считать, что Pm^{149} является непосредственным продуктом деления с удельным выходом $\gamma_{Pm} = 0,014$. Постоянная распада $\lambda_{Pm} = 4,1\cdot 10^{-6}\ сек^{-1}$. Эффективное сечение поглощения у Sm^{149} составляет $\sigma_{a\ Sm} = 6,6\cdot 10^{-20}\ см^2$.

Расчет равновесного отравления для самария аналогичен приведенному выше расчету этой величины для ксенона. Формулу

для равновесной концентрации Sm^{149} можно написать по аналогии с формулой (4-7):

$$\rho_{0Sm} = \frac{(\gamma_{Pm} + \gamma_{Sm})\,\Sigma_f \Phi}{\lambda_{Sm} + \sigma_{aSm}\Phi}. \quad (4\text{-}16)$$

Так как $\lambda_{Sm} = 0$ и $\gamma_{Sm} = 0$, то формула упрощается:

$$\rho_{0Sm} = \frac{\gamma_{Pm}}{\sigma_{aSm}} \Sigma_f. \quad (4\text{-}17)$$

Таким образом, равновесная концентрация самария не зависит от величины потока тепловых нейтронов Ф. Равновесное отравление самарием для природного урана

$$P_{0Sm} \doteq \frac{\sigma_{aSm}\,\rho_{0Sm}}{\Sigma_{aU}} = \gamma_{Pm}\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aU}} = 0{,}014 \cdot 0{,}54 = 0{,}00755. \quad (4\text{-}18)$$

Время, необходимое для достижения равновесной концентрации ксенона или самария, тем меньше, чем больше величина потока тепловых нейтронов Ф. При величине $\Phi \approx 10^{14}\,см^{-2}\,сек^{-1}$ равновесная концентрация наступает для ксенона через несколько часов работы реактора, а для самария — по истечении нескольких суток, т. е. в сроки, значительно меньшие, чем продолжительность кампании реактора. Поэтому при расчете отравления реактора этими вредными поглотителями всегда приходится принимать равновесные концентрации этих изотопов в ядерном горючем.

По Б. Л. Иоффе и Л. Б. Окуню потери тепловых нейтронов, обусловленные их поглощением в шлаках, могут быть выражены следующим образом. Для группы сильно поглощающих шлаков, исключая Xe^{135} и Sm^{149}

$$\Sigma_i \bar{\sigma}_{ai}\bar{\rho}_i = 0{,}6 \cdot 10^{-2}. \quad (4\text{-}19)$$

Здесь $\bar{\sigma}_{ai} = \frac{\sigma_{ai}}{\sigma_{a\,235}}$ — относительное микроскопическое эффективное сечение поглощения шлака, а $\bar{\rho}_i = \frac{\rho_i}{\rho_{235}}$ — концентрация шлака, отнесенная к концентрации U^{235}. Следовательно, для этой группы шлаков

$$\Sigma_i \sigma_{ai}\rho_i = 0{,}6 \cdot 10^{-2}\sigma_{a\,235} N_{235}. \quad (4\text{-}20)$$

Величина шлакования

$$P_1 = 0{,}6 \cdot 10^{-2}\,\frac{\sigma_{a\,235}N_{235}}{\sigma_{a\,235}N_{235} + \sigma_{a\,238}N_{238}} = 0{,}6 \cdot 10^{-2}\,\frac{1}{1 + \frac{N_{238}}{N_{235}}\cdot\frac{\sigma_{a\,238}}{\sigma_{a\,235}}} =$$

$$= \frac{0{,}6 \cdot 10^{-2}}{1 + \frac{N_{238}}{N_{235}}\cdot\frac{1}{254}}. \quad (4\text{-}21)$$

Для всех остальных шлаков величина $\Sigma_i \bar{\sigma}_i \bar{\rho}_i$ является функцией времени и мощности и может быть выражена посредством безразмерной величины

$$s = \int_{t=0}^{t} \Phi \sigma_{a\ 235} dt, \tag{4-22}$$

представляющей собой характеристику выгорания.

Если реактор работал с постоянным средним значением потока тепловых нейтронов Φ в течение времени t, то

$$s = \Phi \sigma_{a\ 235} t. \tag{4-23}$$

Зависимость $\Sigma_i \bar{\sigma}_{ai} \bar{\rho}_i$ от s для второй группы шлаков, не обладающих равновесной концентрацией, представлена в табл. 4-1.

Таблица 4-1

Характеристика выгорания s . . .	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5
Суммарная потеря нейтронов в шлаках $\sum_i \bar{\delta}_{ai} \bar{\rho}_i \ 10^2$	1,23	2,41	3,55	4,68	5,77	8,40

Величина шлакования P_{II} для второй группы шлаков может быть подсчитана по формуле, аналогичной формуле (4-21):

$$P_{II} = \frac{\Sigma_i \bar{\sigma}_{ai} \bar{\rho}_i}{1 + \frac{N_{238}}{N_{235}} \cdot \frac{1}{254}}. \tag{4-24}$$

Суммарная величина отравления и шлакования реактора может быть определена путем суммирования отравлений, подсчитанных для каждого из поглотителей:

$$P = P_{0Xe} + P_{0Sm} + P_I + P. \tag{4-25}$$

4-3. ИЗМЕНЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ ВО ВРЕМЯ РАБОТЫ РЕАКТОРА

Реактивность изменяется непрерывно как во время работы реактора, так и после его остановки.

Постепенное изменение реактивности во время работы реактора обусловлено выгоранием делящихся веществ, появлением новых делящихся веществ, отравлением и шлакованием.

Выгорание делящихся веществ приводит к уменьшению величины η — числа вторичных нейтронов, тогда как возникнове-

ние новых делящихся веществ — плутония или урана-233 — вызывает увеличение η. Количество образующегося плутония тем больше, чем меньше величина вероятности избежать резонансного захвата φ. В начальный период работы реактора при достаточно малых значениях φ может иметь место рост реактивности за счет появления Pu^{239}, пока не скажется действие отравления, шлакования, выгорания U^{235} и ухудшения изотопного состава плутония вследствие увеличения в нем доли плутония-240.

На рис. 4-1 в качестве примера приведены кривые относительного изменения коэффициента размножения в зависимости

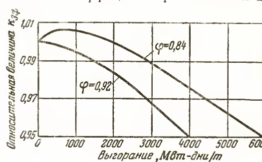


Рис. 4-1. Изменение коэффициента размножения в зависимости от глубины выгорания. Значение коэффициента при нулевом выгорании принято равным единице.

от глубины выгорания делящихся изотопов в мегаватт-днях на 1 *т*, подсчитанные Б. Л. Иоффе и Л. Б. Окунем при проектировании одного из советских энергетических реакторов с природным ураном в качестве ядерного топлива. Изменение φ достигалось путем изменения шага решетки с одновременным изменением объема активной зоны, необходимого для сохранения ее критичности. Начальный запас реактивности был принят в проекте равным 1,5%. Из рис. 4-1 видно, что увеличение резонансного поглощения в U^{238} позволяет несколько увеличить глубину выгорания и продолжительность кампании реактора.

Отравление и шлакование вызывают снижение коэффициента теплового использования θ. С другой стороны, появление добавочных поглотителей в активной зоне уменьшает длину диффузии тепловых нейтронов и, следовательно, снижает вероятность утечки их из активной зоны. В результате величина p_t несколько увеличивается за счет уменьшения L, как следует из формулы (3-84). Однако этот эффект незначителен.

Если принять, что вредные поглотители равномерно распределены в ядерном горючем, то их влияние на коэффициент теплового использования можно учесть, введя величину отравления реактора P, определяемого по формуле (4-25), в виде

дополнительного слагаемого во втором члене формулы (3-66). Тогда эта формула примет вид:

$$\frac{1}{\theta}=1+F\left(\frac{V_M}{V_U}\frac{\Sigma_{aM}}{\Sigma_{aU}}+\frac{V_{o6}}{V_U}\frac{\Sigma_{ao6}}{\Sigma_{aU}}+\frac{V_\kappa\Sigma_{a\kappa}}{V_U\Sigma_{aU}}+\frac{V_m}{V_U}\frac{\Sigma_{am}}{\Sigma_{aU}}+P\right)+$$
$$+\frac{(K_M r_M)^2}{2}\left(\ln\frac{r_M}{r_U}-0{,}75\right). \qquad (4\text{-}26)$$

В действительности накопление продуктов деления в ядерном горючем, так же как и выгорание делящихся веществ, происходит неравномерно. Оно больше там, где выше плотность теп-

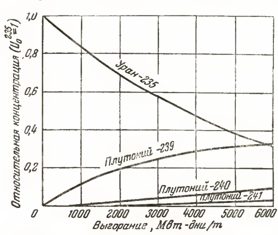


Рис. 4-2. Убыль урана-235 и накопление изотопов плутония в зависимости от глубины выгорания.

ловых нейтронов. Таким образом, появление продуктов деления нарушает равномерность состава активной зоны работающего реактора. При подобном неравномерном распределении поглотителей реактивность уменьшается сильнее, чем при равномерном распределении такого же количества поглотителей по всему объему активной зоны. Поэтому формула (4-26) дает несколько завышенные значения коэффициентов теплового использования.

При подсчете величины Σ_{aU}, входящей в формулу (4-26), необходимо учитывать наличие Pu^{239} в составе ядерного горючего. Нужно отметить, что по мере выгорания U^{235} и Pu^{239} в природном уране накопление плутония становится все более медленным. Плутониевый коэффициент, представляющий собой отношение количества образовавшегося плутония к количеству сгоревшего U^{235}, имеет максимальную величину в начале работы реактора и минимальную — к концу кампании.

На рис. 4-2 в качестве примера показаны выгорание U^{235}, накопление плутония и изменение его состава для упомянутого выше советского энергетического реактора.

4-4. ИЗМЕНЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ В ОСТАНОВЛЕННОМ РЕАКТОРЕ

В остановленном реакторе концентрации Xe^{135} и Sm^{149} вначале растут и могут достигнуть значений, в несколько раз превышающих равновесные концентрации этих поглотителей при работе реактора.

Можно считать, что при остановке реактора поток тепловых нейтронов в нем практически мгновенно снижается до нуля. Поэтому исчезновение ядер Xe^{135} и Sm^{149}, обусловленное поглощением нейтронов этими ядрами, сразу прекращается. Ядра Xe^{135} продолжают исчезать только вследствие их радиоактивного распада. Но так как скорость этого распада меньше скорости распада J^{135}, дающего Xe^{135}, то концентрация Xe^{135} начинает расти и этот рост продолжается до тех пор, пока не получится значительная убыль J^{135}, после чего начинается спад концентрации Xe^{135}. Таким образом, рост Xe^{135} после остановки реактора происходит за счет радиоактивного распада накопленного к моменту остановки количества J^{135}. Поэтому рост отравления остановленного реактора, вызываемый этим эффектом, называют «йодной ямой». Снижение эффективного коэффициента размножения из-за йодной ямы может оказаться настолько большим, что реактор на некоторое время станет подкритичным и запуск его в работу будет возможен только через несколько часов после его остановки.

Аналогичным образом за счет распада накопленного к моменту остановки количества Pm^{149} будет увеличиваться концентрация Sm^{149}. Так как Sm^{149} не радиоактивен, то его концентрация в остановленном реакторе будет расти. Соответствующий рост отравления может быть подсчитан по формуле

$$P_{ocm\,\mathrm{Sm}} = \left[\sigma_{a\,\mathrm{Sm}} \Phi \frac{\gamma_{\mathrm{Pm}}}{\lambda_{\mathrm{Pm}}} \left(1 - e^{\lambda_{\mathrm{Pm}} t}\right) + \gamma_{\mathrm{Pm}}\right] \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{a\mathrm{U}}}, \qquad (4\text{-}27)$$

где Φ — средний поток тепловых нейтронов при работе реактора перед его остановкой. Принимая $\sigma_{a\,\mathrm{Sm}} = 6{,}6 \cdot 10^{-20}$ *см²*; $\gamma_{\mathrm{Pm}} = 0{,}014$ и $\lambda_{\mathrm{Pm}} = 4{,}1 \cdot 10^{-6}$ *сек⁻¹*, получим:

$$P_{ocm\,\mathrm{Sm}} = [0{,}0225 \cdot 10^{-14} \Phi (1 - e^{-4{,}1 \cdot 10^{-6} t}) + 0{,}014] \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{a\mathrm{U}}}. \qquad (4\text{-}28)$$

Отравление остановленного реактора ксеноном-135 может быть определено по формуле

$$P_{ocm\,\mathrm{Xe}} = \sigma_{a\,\mathrm{Xe}} \Phi \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{a\mathrm{U}}} \left[\frac{\gamma_{\mathrm{J}}}{\lambda_{\mathrm{Xe}} - \lambda_{\mathrm{J}}} \left(e^{-\lambda_{\mathrm{J}} t} - e^{-\lambda_{\mathrm{Xe}} t}\right) + \frac{\gamma_{\mathrm{J}} + \gamma_{\mathrm{Xe}}}{\lambda_{\mathrm{Xe}} + \sigma_{a\mathrm{Xe}} \Phi} e^{-\lambda_{\mathrm{Xe}} t}\right]. \qquad (4\text{-}29)$$

Подстановка числовых значений постоянных величин, входящих в эту формулу, приводит ее к виду:

$$P_{ост\,Xe} = 2{,}72\cdot 10^{-13}\Phi\,\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{aU}}\left[0{,}07\left(e^{-2{,}1\cdot 10^{-5}t} - e^{-2{,}9\cdot 10^{-5}t}\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{0{,}059}{2{,}1 + 2{,}72\,\Phi\,10^{-13}}\,e^{-2{,}1\cdot 10^{-5}t}\right]. \qquad (4\text{-}30)$$

На рис. 4-3 показано, как изменяется величина $P_{ост\,Xe}$ в зависимости от продолжительности остановки реактора для различных значений среднего потока тепловых нейтронов Φ. Из

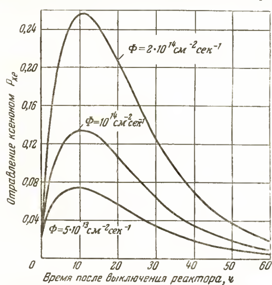


Рис. 4-3. Отравление ксеноном после выключения реактора, загруженного природным ураном.

рис. 4-3 видно, что при $\Phi < 10^{13}$ отравление реактора во время остановки настолько мало, что им можно пренебречь. Но при $\Phi > 10^{13}$ йодная яма быстро растет с увеличением Φ, и для того чтобы обеспечить пуск реактора в любой момент после остановки, необходимо иметь достаточно большой начальный запас реактивности. Чтобы обойти это затруднение при работе реактора на природном уране, можно применить так называемые «растопочные каналы» или «запальные сборки», т. е. специально для запуска реактора ввести в него тепловыделяющие элементы, содержащие обогащенный уран. После того как в работающем реакторе избыточный ксенон, накопившийся во время остановки, будет выжжен, обогащенный уран удаляют из активной зоны. Этот способ усложняет конструкцию реактора и его обслуживание.

4-5. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Изменения температуры ядерного горючего и замедлителя сказываются на величине коэффициента размножения.

Пуск реактора в работу вызывает выделение тепла в активной зоне и, следовательно, рост температуры материалов, входящих в ее состав. С повышением мощности реактора при его пуске температуры в активной зоне растут и в конце концов достигают некоторых равновесных значений, определяемых удельными тепловыделениями в составных частях активной зоны и окружающих ее элементах реактора и условиями теплоотвода.

Влияние температуры на реактивность сказывается, во-первых, из-за изменения ядерных свойств у изотопов, входящих в состав активной зоны, и, во-вторых, из-за изменения плотности материалов активной зоны.

Важнейшим результатом изменения ядерных свойств с температурой является повышение резонансного поглощения в уране с ростом температуры. Эффективная ширина резонансных пиков U^{238} возрастает с повышением температуры. Этот эффект учтен в формуле (3-70) для величины вероятности избежать резонансного захвата φ, поскольку в эту формулу входит множитель, зависящий от температуры. Другое изменение ядерных свойств под влиянием температуры заключается в уменьшении микроскопических эффективных поперечных сечений поглощения и рассеяния с ростом температуры. Но так как поглощение тепловых нейтронов в конструкционных материалах активной зоны происходит по закону $\frac{1}{v}$, то изменение ядерных сечений с температурой не оказывает непосредственного влияния на величину коэффициента теплового использования θ. Это дает возможность при подсчете этого коэффициента не вводить температурных поправок в величины микроскопических эффективных сечений поглощения для тепловых нейтронов и во всех случаях пользоваться табличными значениями для температуры 20° С.

Однако это правило не распространяется на Pu^{239} и некоторые продукты деления, среди которых имеются изотопы, у которых зависимость эффективных сечений поглощения не соответствует закону $\frac{1}{v}$.

В гетерогенных реакторах коэффициент теплового использования изменяется в зависимости от температуры из-за изменения отношения средних потоков тепловых нейтронов в замедлителе и уране $\frac{\Phi_M}{\Phi_U}$. Как показывают формулы (3-60) и (3-61), это отношение зависит от длины диффузии тепловых нейтронов в уране U^{238}, а длина диффузии зависит от плотности, с уменьшением которой она возрастает, и скорости нейтронов. Такая зависимость приводит к некоторому увеличению коэффициента теплового использования с ростом температуры. Но рост

7*

длины диффузии тепловых нейтронов с температурой и увеличение возраста тепловых нейтронов приводят к увеличению утечек тепловых и быстрых нейтронов из активной зоны реактора и снижению эффективного коэффициента размножения.

Для устойчивой работы ядерного реактора необходимо, чтобы реактор обладал отрицательным температурным эффектом, т. е. чтобы с ростом температуры коэффициент размножения уменьшался. В этом случае опасность «разгона» реактора до недопустимых значений мощности будет исключена, так как при достижении активной зоной некоторой предельной температуры рост мощности реактора прекратится из-за отрицательного температурного эффекта. Наоборот, если бы с повышением температуры реактивность возрастала, то скорость роста мощности реактора непрерывно росла бы и мощность могла бы быстро достигнуть таких значений, при которых наступило бы разрушение реактора.

Зависимость эффективного коэффициента размножения от температуры может быть выражена формулой

$$k_{эф\,т}=k_{эф\,0}(1+\alpha T), \qquad (4\text{-}31)$$

где $\alpha=\frac{dk_{эф}}{dT}$ должно быть отрицательной величиной. Величина $k_{эф\,0}$ представляет собой эффективный коэффициент размножения для некоторой исходной температуры замедлителя t_0, а T есть превышение температуры в активной зоне над исходной температурой t_0. Для реакторов, у которых замедлителем является природная или тяжелая вода, температурный коэффициент обычно находится в пределах $-(2\div4)\,10^{-4}\,°C^{-1}$. У реакторов с графитовым замедлителем, охлаждаемых природной водой, абсолютная величина температурного коэффициента меньше и составляет $-(0{,}3\div0{,}6)\;10^{-4}\,°C^{-1}$.

4-6. РЕГУЛИРОВАНИЕ МОЩНОСТИ РЕАКТОРА

Изменение мощности реактора осуществляется посредством воздействия на величину потока тепловых нейтронов. Для этого в реакторе имеются регулирующие стержни, рабочая часть которых, погружаемая в активную зону, содержит в себе изотопы, сильно поглощающие тепловые нейтроны: бор-10, кадмий-113 или гафний-174. При погружении регулирующих стержней в активную зону работающего реактора эффективный коэффициент размножения становится меньше единицы из-за дополнительного поглощения тепловых нейтронов этими стержнями. В соответствии с этим поток тепловых нейтронов и число актов деления в единицу времени начинают снижаться. Снижается и мощность реактора. Когда она достигнет требуемого уровня, регулирующие стержни вновь приводят в положение, отвечающее значению $k_{эф}$, равному единице, и реактор продолжает ра-

боту на пониженной мощности. Увеличение мощности реактора достигается посредством постепенного извлечения регулирующих стержней из активной зоны. Когда мощность достигает заданного уровня, регулирующие стержни вдвигают в активную зону настолько, что эффективный коэффициент размножения снижается до значения $k_{эф}=1$.

Кроме регулирующих стержней, каждый реактор имеет стержни, компенсирующие эффект отравления реактора продуктами деления. Эти стержни гасят избыточную реактивность реактора, излишнюю в начальный период его работы и постепенно вводимую в действие по мере отравления реактора и накопления шлаков в тепловыделяющих элементах. По своей конструкции и приводу компенсирующие стержни могут не отличаться от регулирующих и могут быть использованы также для регулирования мощности реактора, в особенности при ручном управлении мощностью. Поэтому компенсирующие и регулирующие стержни объединяют общим термином: стержни управления.

Кроме стержней управления, в реакторе имеются аварийные стержни, называемые еще стержнями защиты. Эти стержни приводятся в действие автоматически от различных аварийных сигналов. Они имеют также ручной привод. Конструкция этих стержней и их привод должны обеспечивать их быстрый ввод в активную зону. Время срабатывания аварийной защиты от момента подачи сигнала до полного погружения стержней в активную зону принимают в пределах 1—2 *сек.* Чаще всего применяют свободное падение этих стержней в активную зону.

Регулирующие, компенсирующие и аварийные стержни принято обозначать сокращенным термином СУЗ (стержни управления и защиты).

Суммарная глубина погружения в активную зону стержней управления показывает полный запас реактивности ядерного реактора и может служить мерой реактивности. Поэтому на атомных установках принято выражать запас реактивности в метрах. При этом предварительно проводят специальную градуировку стержней с тем, чтобы определить соответствие между реактивностью и единицей длины стержня управления. Эффективность стержня изменяется приблизительно пропорционально квадрату потока тепловых нейтронов. Поэтому аварийные стержни размещают в центральной части активной зоны, где поток тепловых нейтронов максимален и, следовательно, действие этих стержней на реактивность будет наиболее эффективным.

Изменение реактивности, вызываемое группой стержней, меньше, чем изменение, подсчитанное как сумма эффективностей одиночных стержней, что объясняется эффектом взаимного экранирования стержней. Поэтому регулирующие стержни должны быть размещены на достаточно большом расстоянии друг от друга. Но если это расстояние слишком велико, регу-

лирующие стержни попадают на периферию, где из-за малой величины потока тепловых нейтронов их влияние на реактивность будет незначительным. Эффективность регулирующих стержней максимальна, если расстояние между ними составляет примерно одну треть диаметра активной зоны. Скорость перемещения регулирующих стержней принимают равной нескольким метрам в минуту. Компенсирующие стержни размещают равномерно по решетке технологических каналов реактора. Общее количество стержней управления и защиты в мощных энергетических реакторах составляет до 30—40 шт., из них регулирующих и аварийных — по 2—4 шт.

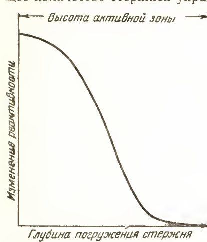


Рис. 4-4. Характер изменения реактивности при погружении регулирующего стержня в активную зону.

Изменение реактивности на единицу глубины погружения стержня различно и может быть представлено кривой, показанной на рис. 4-4. На периферии активной зоны поток тепловых нейтронов значительно меньше, чем в центре, поэтому эффективность стержня меньше в начале и конце его погружения и максимальна, когда конец стержня приходится на середину активной зоны. Как следует из рис. 4-4, глубина погружения стержней в активную зону может быть принята несколько меньшей высоты активной зоны, так как перемещение конца стержня в нижней части активной зоны очень мало сказывается на реактивности.

Искажение нейтронного поля в зоне действия регулирующего стержня вызывает неравномерность распределения температуры в тепловыделяющих элементах технологических каналов, находящихся вблизи стержней. Это обстоятельство при неудачной форме тепловыделяющих элементов и больших размерах их поперечного сечения может вызвать их коробление из-за несимметричных температурных напряжений (см. § 7-4). Поэтому очень важно соблюдать симметрию в расположении стержней управления с тем, чтобы избежать слишком резких искажений плотности нейтронного поля.

Система регулирования мощности ядерного реактора в принципе значительно проще, чем, например, система регулирования производительности и параметров пара парового котла. В ядерном реакторе регулятор непосредственно воздействует на величину, подлежащую изменению, т. е. на поток тепловых нейтро-

нов. Это воздействие малоинерционно и может быть осуществлено с минимальной подрегулировкой. Но в энергетических реакторах система регулирования усложняется, поскольку имеется необходимость поддерживать заданную температуру теплоносителя на выходе из реактора. Это достигается воздействием регулятора одновременно на мощность реактора и расход теплоносителя. Система регулирования реактора должна быть сблокирована с системой регулирования теплосиловой части атомной электростанции. Здесь мы ограничимся только рассмотрением процесса регулирования мощности самого ядерного реактора вне связи с присоединенным к нему энергетическим оборудованием.

Если эффективный коэффициент размножения больше единицы, то число актов деления в реакторе возрастает. В результате увеличиваются плотность и поток тепловых нейтронов, а следовательно, и тепловая мощность реактора. В каждом поколении число нейтронов будет увеличиваться на $k-1$ нейтронов на каждый первоначальный нейтрон. Обозначим через n первоначальное число нейтронов и через T — среднее время жизни нейтрона или среднее время существования одного поколения нейтронов. Тогда скорость роста числа нейтронов может быть представлена формулой

$$\frac{dn}{dt}=\frac{n(k-1)}{T}. \qquad (4\text{-}32)$$

Проинтегрировав это выражение, получим:

$$n=n_0 e^{t\frac{k-1}{T}}, \qquad (4\text{-}33)$$

где n_0 — число нейтронов в момент времени $t=0$.

Время жизни нейтрона складывается из времени замедления $t_м$ и времени диффузии $t_д$. Время замедления называют хронологическим возрастом нейтрона. Пусть λ_s — средняя длина свободного пробега нейтрона между двумя столкновениями с ядрами замедлителя. Число столкновений за время dt равно $\frac{v\,dt}{\lambda_s}$. Уменьшение энергии нейтрона при одном столкновении выражается величиной средней логарифмической потери энергии ξ, поэтому полное уменьшение энергии

$$\frac{dE}{E}=\xi\frac{v\,dt}{\lambda_s}. \qquad (4\text{-}34)$$

Отсюда можем определить время замедления:

$$t_м=\int_0^t dt=\int_{E_T}^{E_0}\frac{\lambda_s}{\xi v}\cdot\frac{dE}{E}. \qquad (4\text{-}35)$$

Заменив v через $\sqrt{\frac{2E}{m}}$, где $m = 1{,}66 \cdot 10^{-24}$ *г* — масса нейтрона и усреднив λ_s, получим:

$$t_м = \frac{\lambda_s}{\xi} \sqrt{2m} \left(\frac{1}{\sqrt{E_T}} - \frac{1}{\sqrt{E_0}} \right) сек, \tag{4-36}$$

причем значения E_T и E_0 должны быть выражены в эргах.

Среднее время диффузии теплового нейтрона в бесконечной среде может быть определено как отношение средней длины пробега $\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a}$ к средней скорости нейтрона v:

$$t_д = \frac{\lambda_a}{v} = \frac{1}{\Sigma_a v} сек. \tag{4-37}$$

В табл. 4-2 приведены времена замедления и диффузии, подсчитанные по формулам (4-36) и (4-37) для различных замедлителей, причем было принято $E_0 = 2$ *Мэв*, $E_T = 0{,}025$ *эв* и $v = 2{,}2 \cdot 10^5$ *см/сек*.

Таблица 4-2

Замедлитель	Замедление		Диффузия	
	$\bar{\lambda}_s$, *см*	$t_м$, *сек*	λ_a, *см*	$t_д$, *сек*
Тяжелая вода	2,00	$4{,}6 \cdot 10^{-5}$	32 500	$14{,}8 \cdot 10^{-2}$
Графит	2,52	$15 \cdot 10^{-5}$	2 700	$1{,}2 \cdot 10^{-2}$
Бериллий . .	1,15	$6{,}7 \cdot 10^{-5}$	808	$0{,}37 \cdot 10^{-2}$
Природная вода	0,27	$1 \cdot 10^{-5}$	47	$0{,}021 \cdot 10^{-2}$

Из табл. 4-2 видно, что время диффузии значительно больше времени замедления, поэтому можно считать, что время жизни нейтрона T практически равно времени диффузии. Наличие утечек нейтронов и поглощение их в активной зоне другими, кроме замедлителя, материалами приводят к существенному снижению средних значений времени жизни нейтронов по сравнению со значениями, приведенными в табл. 4-2.

Приближенно это время можно подсчитать по формуле (4-37), если подставить в нее среднее для реактора значение макроскопического эффективного сечения поглощения Σ_a. В реакторах больших размеров среднее время жизни нейтронов имеет величину порядка $T = 0{,}001$ *сек*. Если принять $k = 1{,}003$, то из формулы (7-33) получим, что за 1 *сек* количество нейтронов в реакторе возрастет в

$$\frac{n}{n_0} = e^{1 \frac{1{,}003 - 1}{0{,}001}} = e^3 = 20 \text{ раз}.$$

Соответственно в 20 раз за 1 *сек* возрастет и мощность реактора. В следующую секунду мощность станет уже в 400 раз больше первоначальной и т. д. Это, конечно, слишком быстрый рост, и было бы очень трудно осуществить постепенное изменение мощности реактора, если бы даже малые изменения реактивности производили такой сильный рост мощности. В действительности, однако, дело обстоит иначе. При определении среднего времени жизни нейтронов необходимо учесть то обстоятельство, что некоторая часть нейтронов, для U^{235} составляющая в сумме около 0,75% общего количества нейтронов деления, освобождается не мгновенно в акте деления, а с большими запозданиями. Это так называемые запаздывающие нейтроны, играющие большую роль в процессе регулирования. Запаздывающие нейтроны испускаются в течение многих секунд после акта деления в результате радиоактивного распада некоторых продуктов деления. Существует по крайней мере шесть групп запаздывающих нейтронов. Характеристики этих групп для U^{235} приведены в табл. 4-3.

Таблица 4-3

Запаздывающие нейтроны при делении ядер U^{235}

Группа	Период полураспада, *сек*	Энергия, *Мэв*	Выход γ	Время жизни $T_{сек}$
1	0,05	—	0,00025	0,07
2	0,43	0,420	0,00085	0,62
3	1,52	0,620	0,00240	2,19
4	4,51	0,43	0,00210	6,50
5	22,0	0,56	0,00165	31,70
6	55,6	0,25	0,00025	80,20
			$\Sigma\gamma = 0,0075$	$T_{ср} = 12,24$

Если определить средневзвешенное время жизни нейтронов одного поколения, включая запаздывающие нейтроны, то оно окажется равным $12,24 \cdot 0,0075 + 0,001 \cdot 0,9925 = 0,0928$ *сек*. Поэтому в действительности изменение количества нейтронов за 1 *сек* составит при $k_{эф} = 1,003$:

$$\frac{n}{n_0} = e^{1\,\frac{1,003-1}{0,0928}} = e^{0,0323} = 1,032$$

вместо 20, полученных без учета запаздывающих нейтронов. Таким образом, запаздывающие нейтроны существенно замедляют скорость размножения нейтронов в активной зоне и тем самым облегчают регулирование мощности реактора.

При делении Pu^{239} доля запаздывающих нейтронов составляет 0,365%, при делении U^{233} — 0,258%.

Время, в течение которого поток тепловых нейтронов в реакторе возрастает в e раз, называют периодом реактора. Из формулы (4-33) непосредственно следует, что период реактора

$$t_p = \frac{T}{k-1} \text{ сек}, \qquad (4\text{-}38)$$

т. е. равен среднему времени жизни теплового нейтрона, деленному на реактивность. Период реактора можно подсчитать по скорости возрастания мощности при пуске реактора, а зная период, нетрудно определить реактивность:

$$k - 1 = \frac{T}{t_p} = \frac{0{,}0928}{t_p}. \qquad (4\text{-}39)$$

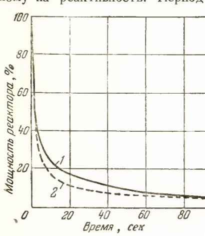


Рис. 4-5. Спад мощности при выключении реактора.

1 — реактор выключается аварийными стержнями; *2* — реактор выключается всеми стержнями управления и защиты.

Обозначим через β долю запаздывающих нейтронов деления и через $1 - \beta$ — долю мгновенных нейтронов деления. Эффективный коэффициент размножения можно представить в виде суммы двух членов, один из которых $k_{эф}(1 - \beta)$ представляет собой коэффициент размножения на мгновенных нейтронах, а другой $k_{эф}\beta$ — коэффициент размножения на запаздывающих нейтронах. Если во время работы реактора коэффициент размножения на мгновенных нейтронах равен единице, то суммарный коэффициент размножения будет равен 1,0075. В этом случае рост мощности реактора определяется запаздывающими нейтронами и происходит достаточно медленно, что облегчает контроль над реактором. Реактор, у которого $k_{эф} = 1{,}0075$, называют реактором, находящимся в мгновенно-критическом состоянии. Цепная реакция в таком реакторе идет как бы только на мгновенных нейтронах деления, а запаздывающие нейтроны расходуются на размножение нейтронов. Если $k_{эф} > 1{,}0075$, то в размножении участвуют и мгновенные нейтроны.

Период реактора становится вследствие этого очень небольшим, приблизительно равным $\frac{0{,}001}{k_{эф} - 1{,}0075}$, а скорость роста мощности реактора настолько возрастает, что аварийная защи-

та может не успеть сработать. Поэтому всегда $k_{эф}$ должно быть меньше 1,0075.

Запаздывающие нейтроны деления испускаются также после остановки реактора, поэтому спад мощности при остановке происходит не мгновенно, а затягивается на несколько секунд. Характер кривой спада мощности при остановке для первых десятков секунд зависит от скорости срабатывания аварийной защиты. Чем больше эта скорость, тем круче спадает мощность. Чтобы получить более крутой спад мощности при аварийной остановке, пускают в ход не только аварийные стержни, но также все регулирующие стержни, которые в этом случае погружаются в активную зону со скоростью ~12—15 *м/мин.* На рис. 4-5 схематически показан ход спада мощности при действии только аварийных стержней и всех стержней. Скорость спада мощности при остановке реактора в некоторых случаях имеет очень важное значение, например если остановка вызвана внезапным прекращением работы агрегатов, прокачивающих теплоноситель через реактор. В этом случае спадающая мощность должна сниматься только за счет выбега этих агрегатов, и поэтому очень важно, чтобы спад мощности был резким и чтобы из-за недостаточности выбега не произошло чрезмерного перегрева тепловыделяющих элементов.

4-7. КОНТРОЛЬ РАБОТЫ РЕАКТОРА

На рис. 4-6 показана схема размещения основных контрольно-измерительных приборов на атомной электростанции. Контроль теплосиловой части атомной электростанции мало отличается от обычного, применяемого на тепловых электростанциях, и поэтому в дальнейшем не рассматривается. Контрольно-измерительные приборы ядерного реактора и непосредственно с ним связанных механизмов могут быть разделены на две группы: приборы массового контроля и приборы индивидуального контроля.

К приборам массового контроля относятся приборы, производящие измерения в технологических каналах реактора, измеряющие температуру теплоносителя на выходе из канала, расход теплоносителя по каналу, радиоактивность теплоносителя на выходе из канала. На каждый канал может быть установлено от одного до трех различных измерительных приборов. Так как мощные ядерные реакторы имеют сотни технологических каналов, то общее число приборов массового контроля может составлять несколько тысяч.

Приборы индивидуального контроля осуществляют единичные измерения в активной зоне или на тракте теплоносителя, например: суммарного расхода теплоносителя, его температуры на входе и выходе из реактора, потока тепловых нейтронов, мощности реактора и т. п.

Съем мощности с технологического канала ядерного реактора ограничивает допустимая максимальная температура тепловыделяющих элементов, причем в большинстве случаев определяющей является температура поверхности защитных оболочек (см. § 6-1). Эта температура имеет максимальную величину на расстоянии примерно 0,6—0,8 длины активной части канала, считая от входа теплоносителя в канал. Непосредственный контроль этой температуры во всех технологических каналах реак-

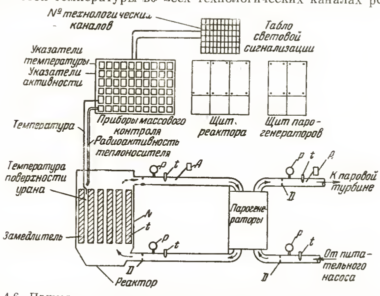


Рис. 4-6. Примерная схема размещения основных контрольно-измерительных приборов на атомной электростанции.

D — измерение расхода; p — измерение давления; t — измерение температуры; A — измерение радиоактивности; N — измерение нейтронной плотности.

тора чрезвычайно усложнил бы эксплуатацию реактора. Трудность организации такого контроля заключается в том, что тепловыделяющие элементы, температуру поверхности которых пришлось бы измерять, периодически заменяются новыми. Кроме того, измерение температуры поверхности, омываемой теплоносителем, само по себе очень затруднено, так как надо осуществить хороший контакт термопары с оболочкой, избежать искажения потока и теплоотдачи и устранить отвод тепла по проводникам термопары. Поэтому такое измерение можно организовать только на единичных технологических каналах, специально для этого приспособленных. Таких каналов желательно иметь три-четыре, расположив их по радиусу активной зоны.

Приборы массового контроля должны обеспечивать возможность надзора за состоянием тепловыделяющих элементов в технологических каналах во время работы реактора. Из-за неравномерных температурных напряжений или по другим каким-

либо причинам в отдельных технологических каналах может произойти искривление одного или нескольких тепловыделяющих элементов. В результате деформации тепловыделяющих элементов гидравлическое сопротивление технологического канала может увеличиться и расход теплоносителя по каналу сократится, что приведет к росту температуры теплоносителя на выходе из канала. Приборы, указывающие эту температуру, должны быть снабжены сигнальным устройством, устанавливаемым на заданную предельную температуру. Световой сигнал появляется на табло, воспроизводящем решетку технологических каналов, под номером канала, в котором произошло увеличение температуры теплоносителя.

В случае нарушения герметичности оболочки тепловыделяющего элемента в одном из технологических каналов радиоактивность теплоносителя на выходе из этого канала резко увеличивается за счет появления газообразных продуктов деления, а при больших нарушениях герметичности — также вследствие появления в потоке частиц урана или его окислов. Обнаружить нарушение герметичности оболочки можно путем отбора небольших количеств теплоносителя на выходе из каналов и измерения активности отобранного теплоносителя вне реактора. При прободениях оболочки и разрушениях уранового сердечника в отбираемом теплоносителе могут быть зарегистрированы запаздывающие нейтроны.

Таким образом, для наблюдения за состоянием тепловыделяющих элементов необходима установка на каждый технологический канал по крайней мере двух измерительных приборов: термометра и ионизационной камеры. Термометр может быть заменен расходомером, но такая замена, конечно, не всегда возможна, так как измерение расхода обычно вызывает больше трудностей, чем измерение температуры.

Один вторичный прибор — указатель температуры или указатель радиоактивности — может обслуживать целую группу технологических каналов, если к прибору подсоединить обегающее устройство, которое в определенной последовательности подключает и отключает датчики отдельных каналов группы. Следовательно, в этом случае непрерывное измерение заменено периодическим, с величиной периода в несколько минут. Что касается датчиков температуры, то их желательно дублировать, с тем чтобы в сомнительных случаях иметь возможность сделать контрольное измерение. Для замера температуры в активной зоне могут быть применены обычные термометры сопротивления и термопары.

Тепловая мощность ядерного реактора определяется двумя способами: по величине потока нейтронов в активной зоне или разности температур теплоносителя и его расходу через реактор. Соответствие между этими способами существует только в том случае, если реактор работает с постоянной мощностью,

т. е. в режиме, практически стационарном. При регулировании мощности реактора поток нейтронов в нем быстро изменяется вслед за изменением положения регулирующих стержней, а мощность, отводимая теплоносителем, изменяется несравненно медленнее вследствие тепловой инерции активной зоны. Следовательно, нейтронная мощность не всегда совпадает с тепловой, и для точного регулирования мощности реактора необходимо вести непрерывное измерение величины нейтронного потока. Измерители нейтронного потока могут быть проградуированы в киловаттах. Такую градуировку производят по разности температур и расходу теплоносителя во время работы реактора на устойчивом режиме и затем периодически повторяют, так как показания ионизационных камер, измеряющих поток нейтронов, с течением времени могут изменяться из-за выгорания горючего, изменения положения компенсирующих стержней и т. п.

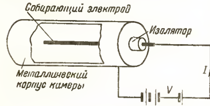


Рис. 4-7. Схема ионизационной камеры.

Учитывая опасность разгона реактора, измерение нейтронного потока начинают вести с первого же момента пуска, когда мощность реактора составляет 10^{-11}—10^{-12} номинальной, а поток нейтронов равен 10^2—10^3 *см*$^{-2}$ *сек*$^{-1}$. Вследствие большого диапазона изменений нейтронного потока нет возможности обойтись при его измерении одним прибором. Поэтому весь диапазон изменений величины потока делят на три интервала с использованием в каждом интервале различных измерительных приборов. В интервале 10^{-12}—10^{-6} номинального значения нейтронного потока применяют счетчики числа нейтронов, в интервале 10^{-6}—10^{-2} — измерители периода и в интервале 10^{-2}—1 — измерители мощности. Реактор достигает критичности к концу первого интервала.

В качестве первичных датчиков для измерения нейтронного потока в трех интервалах диапазона изменений мощности применяют ионизационные камеры различных типов. Устройство ионизационной камеры любого типа основано на свойстве заряженных частиц вызывать ионизацию молекул газа по пути своего движения. На металлический корпус камеры подается отрицательный электрический потенциал, а на собирающий электрод — положительный (рис. 4-7). Внутри камеры создается электрическое поле. Возникающие в камере положительные ионы движутся под действием этого поля к корпусу камеры, а электроны — к собирающему электроду, и в цепи камеры возникает ионизационный ток, величина которого зависит от напряжения, приложенного к электродам камеры, и интенсивности ионизирующего излучения. Общий характер этой зависимо-

сти представлен на рис. 4-8. Каждая кривая соответствует определенной интенсивности ионизирующего излучения, которое тем больше, чем выше расположена характеристика. Кривая имеет три участка. При малой разности потенциалов ионизационный ток пропорционален напряжению. Скорости ионов малы, и часть ионов успевает рекомбинировать, т. е. присоединить к себе электроны и превратиться в нейтральные молекулы. По мере роста ускоряющего ионы напряжения скорость ионов возрастает, а вероятность рекомбинации снижается. Наконец, при достаточно высокой разности потенциалов наступает насыщение: рекомбинация отсутствует, и все ионы достигают электродов, так что дальнейшее повышение напряжения уже не изменяет величины ионизационного тока. На характеристике этому процессу соответствует участок насыщения, параллельный оси абсцисс. Третий участок характеристики — это так называемая область газового усиления. Энергия ионов при высокой разности потенциалов настолько велика, что ионы сами начинают вызывать ионизацию атомов. Первоначальные n ионов, созданные первичной заряженной частицей, дают kn ионов. Коэффициент газового усиления k обычно не превышает 10^4. Сила ионизационного тока находится в пределах 10^{-7} до 10^{-17} *а*. Для измерения таких малых токов применяют их усиление посредством электронных усилителей.

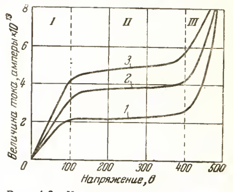


Рис. 4-8. Характеристики ионизационной камеры.

Применяемые в интервале 10^{-12}—10^{-6} номинальной мощности счетчики числа нейтронов или импульсные камеры работают в третьем участке характеристики, а для интервала 10^{-6}—10^{-2} используют ионизационные камеры, работающие с токами насыщения, т. е. во втором участке характеристик. Область насыщения удобна тем, что колебания напряжения не сказываются на точности показаний прибора. Кроме того, этой области соответствует максимальная сила тока при данной интенсивности ионизирующего излучения.

Тепловые нейтроны не вызывают ионизации, но они могут производить ядерные реакции, ведущие к образованию внутри камеры ионизирующих частиц. Количество нейтронов определяется по ионизации, вызываемой этими частицами. Для нейтронных камер, применяемых в ядерных реакторах, используют реакцию $B^{10}(n,\alpha)Li^7$ или же реакцию деления U^{235}. В первом случае камеры наполняют газообразным трехфтористым бором

BF_3, во втором — стенки камеры покрывают изнутри ураном-235.

Регулирование мощности ядерного энергетического реактора должно осуществляться таким образом, чтобы средняя температура первичного теплоносителя сохранялась постоянной, поскольку постоянство этой температуры обеспечивает стабильность параметров энергетического пара. Мощность реактора должна следовать за нагрузкой электростанции. При повышении нагрузки регулятор турбины одновременно увеличивает расход пара и циркуляцию теплоносителя в первичном контуре. Мощность реактора пока еще остается на прежнем уровне, поэтому увеличение циркуляции теплоносителя вызывает уменьшение его средней температуры на выходе из реактора. После того как температура теплоносителя понизится на 1,0—2,0° С, приводные механизмы регулирующих стержней вступают в действие и начинают работать на повышение мощности реактора. Вследствие инерционности температурных датчиков и возникновения нестационарных процессов теплообмена в активной зоне действие регулирующих стержней может вызвать периодические колебания температуры теплоносителя и активной зоны. Эти колебания гасятся посредством корректирующего импульса от скорости изменения потока тепловых нейтронов. Таким образом, суммарный импульс, действующий на приводы регулирующих стержней, может быть представлен в виде суммы двух импульсов:

$$\Delta\tau = \Delta T + k\frac{1}{N}\cdot\frac{dN}{dt}\,^\circ\mathrm{C}, \qquad (4\text{-}40)$$

где ΔT — отклонение средней температуры теплоносителя от заданного значения;

N — нейтронная мощность реактора, определяемая ионизационными камерами;

t — время;

k — коэффициент пропорциональности.

Приводные механизмы регулирующих стержней начинают действовать только в том случае, если колебание $\Delta\tau$ превосходит заданную величину, составляющую $\pm\Delta\tau_0$ °C.

При снижении нагрузки регулятор турбины сокращает расход пара и одновременно уменьшает циркуляцию теплоносителя через первичный контур, вследствие чего средняя температура теплоносителя за реактором начинает повышаться. При превышении заданного значения $\Delta\tau_0$ приходят в действие приводы регулирующих стержней и начинают погружать эти стержни в активную зону.

4-8. ОСТАТОЧНОЕ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ

После остановки реактора в ядерном горючем продолжается выделение тепла за счет β- и γ-излучения осколков деления, накопившихся во время работы реактора. Поэтому побывавшие

в работе тепловыделяющие элементы нельзя оставлять без соответствующего охлаждения, как в реакторе, так и вне его (например, в хранилище). К. Вэй предложила следующие формулы для энергии, выделяемой в одну секунду продуктами деления и отнесенной к одному акту деления:

$$E_\beta = 1{,}4\tau^{-1{,}2} \ \text{Мэв}, \qquad (4\text{-}41)$$

$$E_\gamma = 1{,}26\tau^{-1{,}2} \ \text{Мэв}, \qquad (4\text{-}42)$$

где τ — время в секундах, отсчитываемое от момента деления. Для пределов $10 < \tau < 10^7$ *сек* формулы точны до $+100\%$. Так как энергия деления $E_f = 195$ *Мэв*, то

$$\frac{E_\beta + E_\gamma}{E_f} = \frac{2{,}66\tau^{-1{,}2}}{195} = 0{,}0136\tau^{-1{,}2}. \qquad (4\text{-}43)$$

Обозначим через T длительность работы реактора с постоянной мощностью N, через t — время последующего охлаждения. Очевидно $t < \tau \leqslant T + t$, и в этом случае множитель, зависящий от времени в формуле (4-43), может быть определен как интеграл:

$$\int_0^T (T+t)^{-1{,}2}\, dT = 5\,[t^{-0{,}2} - (T+t)^{-0{,}2}]. \qquad (4\text{-}44)$$

Тогда относительная мощность остаточного тепловыделения:

$$\frac{N_{ост}}{N} = 0{,}0136 \cdot 5\,[t^{-0{,}2} - (T+t)^{-0{,}2}] \approx$$
$$\approx 0{,}07\,[t^{-0{,}2} - (T+t)^{-0{,}2}], \qquad (4\text{-}45)$$

если t и T выражены в секундах и

$$\frac{N_{ост}}{N} \approx 0{,}007\,[t^{-0{,}2} - (T+t)^{-0{,}2}], \qquad (4\text{-}46)$$

если t и T выражены в сутках.

Литература

1. Б. Л. Иоффе и Л. Б. Окунь, О выгорании горючего в ядерных реакторах, «Атомная энергия», 1956, № 4.
2. Р. Стефенсон, Введение в ядерную технику, Гостехтеоретиздат, 1956.
3. С. Глесстон и М. Эдлунд, Основы теории ядерных реакторов Издательство иностранной литературы, 1954.
4. М. А. Шульц, Контроль и регулирование ядерных энергетических установок, Издательство иностранной литературы, 1958.

Глава пятая

ЗАЩИТА ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ

5-1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Защита от излучений относится к числу наиболее сложных проблем ядерной техники. Эта проблема возникает уже на ранней стадии проектирования атомной электростанции, а именно при выборе места постройки станции. Работа атомной электростанции, включая возможные аварии, ни в какой мере не должна подвергать радиационной опасности население близлежащих районов. В связи с этим возникает вопрос о необходимости иметь вокруг атомной электростанции зону отчуждения, свободную от жилых зданий и промышленных строений, не относящихся к электростанции, и вопрос о разумных размерах этой зоны.

Кроме заботы о населении, должна быть также проявлена забота об эксплуатационном персонале, облучение которого не должно превосходить допустимого уровня, не причиняющего ущерба здоровью. Из этих двух забот первоочередной является забота о населении, поскольку персонал электростанции знает о существовании радиационной опасности, контролирует ее уровень и во-время принимает меры по его снижению, тогда как население не располагает такими возможностями. В случае необходимости эксплуатационный персонал атомной электростанции может быть на время выведен из опасной зоны, необходимость же эвакуации населения из районов, находящихся вблизи электростанции, должна быть безусловно предотвращена заблаговременно принятыми мерами предосторожности.

К этим мерам относятся:

1. Выбор наиболее безопасного типа ядерного реактора.
2. Размещение ядерного реактора и первичного контура циркуляции в герметичных стальных или железобетонных оболочках, способных выдержать давления, которые могут возникнуть, например, в результате теплового взрыва в реакторе и т. п.
3. Выбор достаточных размеров зоны отчуждения вокруг атомной электростанции.

Если выбранный тип реактора совершенно исключает возможность утраты контроля над ядерной реакцией в любом из

аварийных случаев, а также возможность опасных химических взаимодействий между ядерным горючим, замедлителем, теплоносителем и конструкционными материалами, то отпадает надобность размещать ядерный реактор и первичный контур в прочных оболочках. Величина зоны отчуждения должна зависеть от надежности принятого типа реактора.

Вероятность утраты контроля над ядерной реакцией и разгона реактора возрастает в том случае, если аварийная утечка теплоносителя из активной зоны приводит к росту эффективного коэффициента размножения тепловых нейтронов. Такое положение имеет место, например, для графитовых реакторов, охлаждаемых природной водой. В этом смысле охлаждение тяжелой водой или газом является более безопасным. Это соображение, по-видимому, в значительной мере определило в Англии выбор ядерных реакторов, охлаждаемых углекислотой. Необходимо, однако, отметить, что упомянутый выше аварийный разгон в графитовых реакторах, охлаждаемых водой, может возникнуть только при совмещении двух аварий: в системе охлаждения (утечка теплоносителя) и в системе аварийной защиты (отказ ее в работе).

Особую опасность представляют ядерные реакторы, охлаждаемые жидкими щелочными металлами натрием и калием вследствие большой химической активности этих металлов, бурно проявляющейся при соприкосновении их с водой. Реакторы такого типа требуют проведения специальных мер предосторожности, предписываемых правилами охраны труда при обращении со щелочными металлами. Размещение реакторных установок в прочных герметических оболочках, по-видимому, является наиболее обоснованным для реакторов этого типа.

Консультационный комитет по безопасности ядерных реакторов Комиссии по атомной энергии США рекомендовал пользоваться следующей формулой для подсчета радиуса зоны отчуждения (exclusion area) вокруг ядерного реактора:

$$r = 0{,}016\sqrt{N_T}\ \text{км}, \qquad (5\text{-}1)$$

где N_T — тепловая мощность ядерного реактора, *квт*.

Формула основана на предположении, что в случае аварии с реактором, высвобождающей более 50% продуктов деления, эксплуатационный персонал, находящийся внутри зоны отчуждения, может получить дозу облучения до 300 рентген. Как известно, доза в 450 рентген вызывает смертельный исход в 50% случаев.

Вряд ли, однако, можно признать правильным пользование этой формулой, поскольку она не учитывает типа реактора, вероятности аварий, вызывающих освобождение большого количества радиоактивных веществ, мер, принятых для ограничения развития этих аварий, и т. п. Все эти факторы должны быть

8*

правильно оценены при выборе размеров зоны отчуждения. Конечно, только опыт может подтвердить правильность принимаемых оценок. Пока такой опыт отсутствует, приходится проявлять осторожность и размещать атомные электростанции в малонаселенных районах и вдали от магистральных дорог.

5-2. ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ И ДОПУСТИМЫЕ УРОВНИ ОБЛУЧЕНИЯ

Для α- и β-радиоактивности в качестве единицы измерения применяют кюри, представляющий собой активность такого количества радиоактивного вещества, в котором происходит $3{,}700 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду.

Активность G *г* радиоактивного изотопа, имеющего массовое число A и период полураспада T дней, может быть определена по формуле

$$C = \frac{1{,}3 \cdot 10^8 G}{AT} \text{ кюри}. \quad (5\text{-}2)$$

Активность изотопа по прошествии времени t может быть определена по формуле

$$C_t = Ce^{-\frac{0{,}693t}{T}} = Ce^{-\lambda t}, \quad (5\text{-}2a)$$

где $\lambda = \frac{0{,}693}{T}$ — постоянная распада;

C — активность изотопа в начальный момент.

Проникающие способности α- и β-излучений невелики, поэтому при работе с ядерными реакторами нет необходимости предусматривать специальную защиту от этих видов излучений. Практически в реакторной технике приходится иметь дело только с защитой от гамма-лучей и от быстрых и медленных нейтронов.

Для характеристики гамма-активности не следует применять единицу кюри. Величина активности гамма-излучения определяется по эффекту ионизации, создаваемому гамма-лучами в веществах, через которые проходят эти лучи. В качестве единицы дозы гамма-лучей, так же, как и рентгеновых лучей, принят рентген. Рентген — это доза, при которой в 1 *нсм*³ воздуха, весящем 0,001293 *г*, образуются ионы с суммарным зарядом в одну электростатическую единицу количества электричества каждого знака. Доза D, отнесенная к единице времени, называется мощностью физической дозы P:

$$P = \frac{D}{t}. \quad (5\text{-}3)$$

Для практических расчетов по дозиметрии полезно знать соотношение между активностью, выраженной в милликюри, M и мощностью дозы P в микрорентгенах в секунду:

$$P = \frac{Mk_\gamma 10^6}{R^2\, 3\,600} = 280\,\frac{Mk_\gamma}{R^2} \text{ мкр/сек}. \quad (5\text{-}4)$$

Здесь R — расстояние от точечного источника, *см*; k_γ — гамма-постоянная, *р/ч·мкюри·см*, показывающая мощность дозы гамма-излучения, создаваемую в 1 *ч* на расстоянии 1 *см* от точечного источника радиоактивного изотопа с активностью 1 *мкюри*. Величина k_γ для различных изотопов определяется экспериментально, а при расчетах берется из таблицы констант для гамма-излучений различных изотопов.

Доза любого ионизирующего излучения, при которой энергия поглощения в 1 *г* вещества равна потере энергии на ионизацию, создаваемую в 1 *г* воздуха дозой в 1 *р* рентгеновских или гамма-лучей, называется физическим эквивалентом рентгена (сокращенно фэр или *rep*):

$$1 \text{ фэр} = 84 \ эрг/г = 1{,}61 \cdot 10^{12} \ пар \ ионов/г = 5{,}3 \cdot 10^{7} \ Мэв/г.$$

При облучении биологической ткани дозе в 1 *р* гамма-лучей соответствует поглощение примерно 93 эргов на каждый грамм ткани, тогда как поглощение в воздухе при 1 *р* составляет только 84 эрга, т. е. в биологической ткани выделение энергии, соответствующее 1 рентгену, на 11% больше, чем в воздухе.

Установлено, что каждый вид радиоактивного излучения обладает присущей ему относительной биологической эффективностью. Так, например, при одном и том же выделении энергии облучение тепловыми нейтронами опаснее, чем облучение гамма-лучами, а облучение альфа-частицами опаснее, чем облучение тепловыми нейтронами. В табл. 5-1 приведены относительные биологические эффективности излучений и максимально допустимые мощности доз.

Таблица 5-1

Относительная биологическая эффективность излучений и предельно допустимые мощности доз и интенсивности потоков (при 8-часовом ежедневном облучении и 6-дневной неделе)

Вид излучения	Относительная биологическая эффективность	Предельно допустимая мощность дозы, фэр, в неделю	Энергия частиц, *Мэв*	Предельно допустимый поток, $см^{-2} \times сек^{-1}$
Рентгеновские и γ-лучи	1	0,3	1	3 250
γ-лучи	1	0,3	2	2 000
β-частицы	1	0,3	1	80
Тепловые нейтроны	5	0,06	$0{,}025 \cdot 10^{-6}$	1 500
Быстрые нейтроны	10	0,03	1	75
То же	10	0,03	2	55
Протоны	10	0,03	—	—
α-частицы	20	0,015	5	0,004

5-3. ЗАЩИТА ОТ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Проходя через вещество, гамма-излучение вступает во взаимодействие с атомными электронами, нуклонами ядер и электрическими полями, окружающими ядра атомов и электроны. Существует более десяти различных процессов, по которым происходит это взаимодействие, однако для расчета защиты от гамма-излучения имеют значение только три процесса: фотоэлектрический эффект, эффект Комптона и рождение пар.

Фотоэлектрическим эффектом называют такое взаимодействие гамма-кванта (фотона) с орбитальным электроном атома, при котором гамма-квант передает электрону всю свою энергию, в результате чего происходит вылет электрона из оболочки атома.

Эффект Комптона проявляется при рассеянии фотонов орбитальными электронами атомов (комптоновское рассеяние). При этом фотон передает электрону только часть своей энергии, вследствие чего электрон отдачи вылетает из атома, а фотон изменяет направление своего движения. При механическом соударении тел, например упругих шаров, уменьшение импульса шара, производящего удар, происходит за счет снижения его скорости. Но фотон, движущийся со скоростью света, не может снизить свою скорость, и уменьшение его импульса происходит за счет уменьшения его массы. Этому соответствует увеличение длины электромагнитной волны, т. е. длина волны рассеянного гамма-излучения будет больше длины волны падающего гамма-излучения. Увеличение длины электромагнитных волн при рассеянии их электронами составляет сущность эффекта Комптона.

Если энергия фотона достаточно велика, то вблизи ядра или (что значительно реже) вблизи электрона фотон может превратиться в пару электрон+позитрон. Энергетический эквивалент массы как электрона, так и позитрона составляет 0,51 *Мэв*, поэтому для образования пары энергия фотона должна быть больше 1,02 *Мэв*. Избыток импульса фотон отдает ядру, вблизи которого происходит рождение пары. Возникшие при рождении пар позитроны при столкновениях с электронами исчезают, вновь превращаясь в фотоны. Это вторичное или, как его называют, аннигиляционное гамма-излучение иногда не принимается во внимание при расчете защиты, поскольку его энергия невелика, и оно хорошо поглощается веществом.

Ослабление гамма-лучей в веществе происходит по экспоненциальному закону

$$\varphi = \varphi_0 e^{-\mu x}, \tag{5-5}$$

где φ_0 — поток при толщине $x = 0$, а μ — полный коэффициент поглощения потока:

$$\mu = \mu_{фот} + \mu_{компт} + \mu_{пар}, \tag{5-6}$$

суммирующий действие всех трех рассмотренных процессов. Ве-

личина μ зависит от свойств вещества, в котором происходит поглощение гамма-лучей, и величины энергии поглощаемых гамма-квантов. Эта зависимость для некоторых веществ, применяемых в качестве гамма-защиты, представлена на рис. 5-1. Для грубой оценки гамма-защитных свойств различных веществ в интервале энергий 1,5 — 2,5 *Мэв* можно пользоваться простым соотношением:

$$\mu = 0{,}05\gamma, \qquad (5\text{-}7)$$

где γ — плотность вещества, *г/см*³. Величина $\frac{\mu}{\gamma}$ называется массовым коэффициентом поглощения гамма-лучей. На рис. 5-2 показано, как изменяется этот коэффициент для алюминия, железа, свинца и урана в зависимости от энергии гамма-квантов.

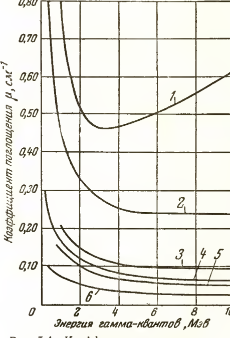


Рис. 5-1. Коэффициент поглощения μ для различных материалов.

1 — свинец, γ = 11,34; *2* — железо, γ = 7,86; *3* — бетон с баритом и лимонитом, γ = 3,25; *4* — алюминий, γ = 2,7; *5* — обыкновенный бетон и графит, γ = 2,25; *6* — вода, γ = 1.

Формула (5-5) учитывает поглощение только прямого излучения в узком пучке, но не учитывает поглощения рассеянного излучения, возникающего из-за эффекта Комптона и рождения пар. Между тем при прохождении прямых гамма-лучей в веществе появляется рассеянное и вторичное гамма-излучение. В толстых слоях защиты происходит накопление этих эффектов, что не дает возможности использовать для расчета таких защит формулу (5-5). Это обстоятельство сильно осложняет расчет защиты от гамма-излучения. Наиболее надежный способ устранить это затруднение заключается в экспериментальной проверке защиты. Этот способ, однако, не всегда доступен.

Для приближенных расчетов толстой защиты при широких пучках используют формулу (5-5), вводя в нее дополнительный множитель $B > 1$, называемый фактором накопления:

$$\varphi = \varphi_0 B e^{-\mu x}. \qquad (5\text{-}8)$$

Величина фактора накопления зависит от толщины защиты, ее поглощающих свойств и энергии гамма-квантов. Для боль-

шинства веществ B убывает с увеличением энергии гамма-квантов и для всех веществ возрастает с увеличением произведения μx. Почти для всех веществ, кроме свинца и некоторых других тяжелых изотопов, можно приближенно принимать:

$$B = 1{,}2\mu x \text{ при } E = 2 \text{ Мэв}$$
$$B = 0{,}8\mu x \quad " \quad E = 3 \quad "$$
$$B = 0{,}5\mu x \quad " \quad E = 10 \quad "$$

Для свинца в интервале энергии 1—3 *Мэв* $B \simeq 0{,}5\,\mu x$.

Обратимся теперь к подсчету количества гамма-излучения, испускаемого активной зоной ядерного реактора в окружающую среду. Из баланса энергии, выделяемой на один акт деления,

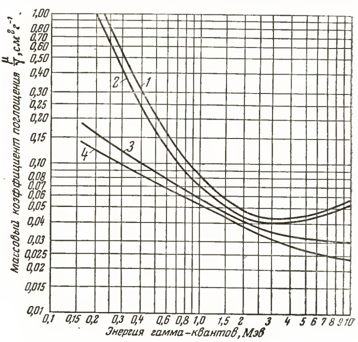


Рис. 5-2. Массовый коэффициент поглощения $\frac{\mu}{\gamma}$.

1 — уран; *2* — свинец; *3* — железо; *4* — алюминий.

приведенного в § 2-3, следует, что суммарная энергия гамма излучения составляет 11 *Мэв* на каждый акт деления при полной энергии деления, равной 192 *Мэв*. Кроме этого, около 2 *Мэв* приходится на захватное излучение ядерного горючего и материалов активной зоны. Таким образом, энергия гамма-излучения составляет $\frac{13}{192} = 6{,}8\%$ полной энергии деления. Примерно 85—90% энергии гамма-излучения поглощается в активной зоне

реактора. Для приближенного подсчета можно принять, что энергия теряемых реактором гамма-квантов составляет 1% тепловыделения активной зоны. В спектре реакторного гамма-излучения преобладают гамма-кванты с энергиями $0-2$ *Мэв*, обычно покрывающие более 90% всей энергии гамма-излучения. Если принять $E=2$ *Мэв*, то нетрудно подсчитать число гамма-квантов, испускаемое в секунду активной зоной реактора, тепловая мощность которого составляет N_T *квт*:

$$n_\gamma = \frac{2{,}25 \cdot 10^{19} N_T \, 0{,}01}{2 \cdot 3\,600} = 0{,}3 \cdot 10^{14} N_T \ сек^{-1}. \qquad (5\text{-}9)$$

Если активная зона реактора (без отражателя) имеет форму цилиндра с наивыгоднейшим соотношением размеров $H=0{,}924D$, то ее поверхность $S=5{,}53\,V^{2/3}$, где V — объем активной зоны. Следовательно, начальный поток теряемых гамма-квантов

$$\varphi_0 = \frac{0{,}3 \cdot 10^{14} N_T}{5{,}53\,V^{2/3}} \ см^{-2}\ сек^{-1}. \qquad (5\text{-}10)$$

Если выразить объем V в кубических метрах, то

$$\varphi_0 = \frac{0{,}3 \cdot 10^{14} N_T}{5{,}53\,V_M^{2/3} 10^4} = 5{,}4 \cdot 10^8 \frac{N_T}{V_M} \sqrt[3]{V_M} \ см^{-2}\ сек^{-1}. \qquad (5\text{-}11)$$

Если активная зона окружена отражателем, то необходимо учитывать поглощение в нем гамма-квантов, как в защите.

В активной зоне основным поглотителем гамма-излучения является уран.

Для толстых защит необходимо учитывать ослабление потока с расстоянием по закону обратных квадратов. Так, например, для сферического реактора, у которого диаметр активной зоны равен D, а расстояние от поверхности активной зоны до поверхности защиты равно $h \geqslant x$, формула (5-8) примет вид:

$$\varphi = \varphi_0 B e^{-\mu x} \left(\frac{D}{D+h} \right)^2. \qquad (5\text{-}12)$$

Поправки на уменьшение потока с расстоянием при других формах активной зоны необходимо оценивать соответствующим образом и вводить в расчет защиты.

5-4. ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОНОВ

Проходя через вещество, нейтроны в результате столкновений с ядрами атомов подвергаются рассеянию и захвату. Захват нейтронов сопровождается вылетом частиц из ядер, в том числе и гамма-квантов. Сопровождающее захват гамма-излучение очень усложняет проблему защиты от нейтронов, в особенности из-за того, что захватное гамма-излучение у большинства изотопов обладает высокой энергией, в пределах примерно 7—

10 *Мэв*. Исключение представляет водород H^1, у которого энергия захватного гамма-излучения равна 2,23 *Мэв*. При расчете нейтронной защиты всегда необходимо учитывать захватное гамма-излучение.

Так как эффективное поперечное сечение захвата очень мало для быстрых нейтронов и сильно возрастает для тепловых нейтронов, то целесообразно выполнять нейтронную защиту таким образом, чтобы в ее состав входили замедлители, в особенности наиболее эффективный из них — водород. Хорошей защитой от нейтронов является вода, но, к сожалению, от гамма-лучей вода защищает плохо, поскольку она состоит из элементов с малыми атомными весами (см. рис. 5-1). Поэтому защита от нейтронов должна состоять как из тяжелых, так и из легких элементов. Защита может быть слоистой, т. е. состоять из чередующихся слоев воды, бетона, железа, или же она может быть выполнена в виде однородной смеси, содержащей тяжелые и легкие элементы, например бетон с примесью железной руды и повышенным содержанием воды.

Упругое и неупругое рассеяния нейтронов очень затрудняют расчет нейтронной защиты, так как процессы рассеяния приводят к накоплению в защите нейтронов с уменьшенной энергией. Накопление нейтронов с энергиями меньше 1 *Мэв* становится особенно большим в толстых слоях защиты, выполненных из тяжелых веществ, так как ослабление нейтронов при неупругих столкновениях с тяжелыми ядрами происходит только для области энергии выше 1 *Мэв*. Накопление нарушает чисто экспоненциальный характер ослабления потока нейтронов. Это обстоятельство должно быть учтено введением в расчетные формулы фактора накопления, подобно тому как это делается в расчетах ослабления гамма-излучения. Фактор накопления для нейтронного потока определяется экспериментально. Приближенный расчет нейтронной защиты реактора облегчается, если защита наряду с тяжелыми ядрами содержит в большом количестве и легкие ядра, главным образом водород. В этом случае для расчета ослабления потока быстрых нейтронов можно воспользоваться простым соотношением:

$$I = I_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}. \tag{5-13}$$

Величина λ представляет собой так называемую длину релаксации, т. е. расстояние в веществе, на котором поток быстрых нейтронов ослабляется в $e=2,72$ раза. Значения длины релаксации для некоторых веществ приведены в табл. 5-2.

При прохождении быстрых нейтронов через защиту спектр излучения становится более жестким, т. е. по мере прохождения потока в нем возрастает доля нейтронов больших энергий. Поэтому, вообще говоря, защита должна рассчитываться не на средние по энергии нейтроны, а на нейтроны максимальных

энергий, для которых велика вероятность прохождения через защиту.

Что касается тепловых нейтронов, теряемых активной зоной, то они полностью поглощаются сравнительно тонкими слоями защиты.

Утечку быстрых нейтронов из реактора легко определить, если из физического расчета реактора известна величина вероятности избежать утечки для быстрых нейтронов, подсчитываемая по формуле (3-83);

$$p_f = e^{-B^2\tau}.$$

Таблица 5-2

Длины релаксации для различных нейтронных защит $E = 6$—8 Мэв

Материал защиты	Плотность γ, $г/см^3$	Длина релаксации λ, $см$
Графит	1,7	14,4
Алюминий	2,7	13,8
Бетон	2,3	11,1
Вода	1,0	10,3
Свинец	11,34	8,8
Баритный бетон	3,5	8,0
Железо	7,86	5,9

Обозначим через N_T — тепловую мощность реактора и через c — число делений в 1 *сек* на 1 *квт*. Тогда количество нейтронов в реакторе, возникающее в 1 *сек*,

$$n_f = N_T c \nu \ сек^{-1}, \tag{5-14}$$

где ν — число нейтронов деления, приходящееся в среднем на один акт деления. В § 3-3 было определено, что $c = 3{,}2 \cdot 10^{13}$ $сек^{-1}$ $квт^{-1}$. Если принять $\nu = 2{,}5$ (см. табл. 3-3), то получим:

$$n_f = 8 \cdot 10^{13} N_T сек^{-1}. \tag{5-15}$$

Потеря быстрых нейтронов активной зоной

$$L_f = (1 - p_f) 8 \cdot 10^{13} N_T \ сек^{-1}. \tag{5-16}$$

Обозначим через S поверхность активной зоны в квадратных сантиметрах. Тогда средняя величина плотности потока быстрых нейтронов, теряемого активной зоной,

$$J_f = \frac{L_f}{S} = (1 - p_f) 8 \cdot 10^{13} \frac{N_T}{S} \ сек^{-1} \ см^{-2}. \tag{5-17}$$

5-5. КАНАЛЫ И ЩЕЛИ В ЗАЩИТЕ

В защите реактора всегда имеются отверстия, например для прохода технологических каналов, измерителей температуры, ионизационных камер и т. п. В тех случаях, когда эти каналы закрыты пробками, между стенкой канала и пробкой неизбежно имеются щели, сквозь которые проходят гамма-излучение и нейтронный поток. Это обстоятельство приходится учитывать при конструировании защиты. Для ослабления утечек через щели обычно применяют пробки ступенчатого типа, с тем чтобы преградить путь прямому потоку (рис. 5-3).

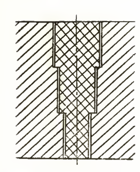


Рис. 5-3. Ступенчатый канал в защите.

Так как толщина защиты реактора велика, то отношение длины канала или щели к площади поперечного сечения обычно получается большим. При этом условии происходит многократное отражение потока от стенок канала или щели. В результате получается интенсивное поглощение гамма-квантов или нейтронов стенками, и к выходному отверстию приходят практически только прямые лучи. Поэтому при расчете длинных каналов и щелей можно пользоваться коэффициентом прямой облученности выходного отверстия, величина которого зависит только от геометрии канала или щели.

Коэффициент прямой облученности может быть определен по методике, разработанной Г. Л. Поляком. Для канала круглого сечения с диаметром d и длиной l коэффициент прямой облученности

$$\varphi_{прям} = \left[\frac{l}{d} - \sqrt{1 + \left(\frac{l}{d}\right)^2}\right]^2. \tag{5-18}$$

Для узкой щели, имеющей ширину a и длину l,

$$\varphi_{прям} = \sqrt{1 + \left(\frac{l}{a}\right)^2} - \frac{l}{a}. \tag{5-19}$$

Если площадь поперечного сечения канала или щели равна F, а плотность потока во входном сечении равна J_0, то утечка нейтронов через выходное отверстие

$$p = J_0 \varphi_{прям} F \ сек^{-1}. \tag{5-20}$$

Литература

1. К. К. Аглинцев, Дозиметрия ионизирующих излучений, Гостехиздат, 1950.
2. Н. Г. Гусев, Справочник по радиоактивным излучениям и защите, Медгиз, 1956.
3. Г. Л. Поляк, Анализ теплообмена излучением методом сальдо, «Журнал технической физики», вып. 3, 1935.
4. Физика ядерных реакторов, Издательство иностранной литературы, 1956.

Глава шестая

ОТВОД ТЕПЛА ОТ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

6-1. ЗАДАНИЕ ДЛЯ ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА РЕАКТОРА

Для выполнения теплового расчета реактора должны быть заданы форма, размеры и состав тепловыделяющих элементов, высота загружаемой ими активной зоны реактора, число технологических каналов, коэффициенты усреднения мощности по длине технологического канала и радиусу реактора. Все эти данные получают из физического расчета реактора.

Далее, необходимо знать или выбрать условия теплоотвода в технологических каналах, а именно: поперечное сечение технологического канала, скорость теплоносителя и температуру его на входе в канал, допустимые максимальные температуры оболочки и сердечника тепловыделяющих элементов. Обычно в тепловом расчете определяют сначала мощность наиболее напряженного по тепловыделению центрального технологического канала, а затем, зная число каналов и коэффициент усреднения мощности по радиусу, находят мощность реактора.

Выбор значений допустимых максимальных температур оболочки и сердечника, а в некоторых случаях и скорости теплоносителя зависит от стойкости тепловыделяющих элементов в рабочих условиях реактора. Искомыми величинами в тепловом расчете реактора, кроме мощности, являются расход теплоносителя через реактор и температура теплоносителя на выходе из реактора.

Как было указано в гл. 3, при работе реактора тепло выделяется не только в тепловыделяющих элементах, но также непосредственно в замедлителе и отражателе, если он имеется. Количество этого тепла определяется физическим расчетом. Обычно оно находится в пределах 5—10% тепловой мощности реактора. Незначительное выделение тепла происходит также в стальном корпусе реактора, защите и регулирующих стержнях. Это тепло выделяется за счет поглощения гамма-квантов и нейтронов. Во избежание опасного нагрева этих деталей реактора иногда приходится предусматривать специальные меры по их охлаждению.

На фиг. 6-1 показаны схемы пяти типов тепловыделяющих элементов, применяемых в ядерных реакторах: стержневого,

кольцевого, трубчатого, пруткового и пластинчатого. Первые два типа — стержневой и кольцевой — являются основными для теплового расчета, в том смысле, что методика расчета остальных типов может быть получена из методики теплового расчета стержневого или кольцевого элемента. Трубчатый тепловыделяющий элемент представляет собой частный случай кольцевого элемента, когда отсутствует теплоотвод с внешней поверхности. Прутковый тепловыделяющий элемент аналогичен по тепловому

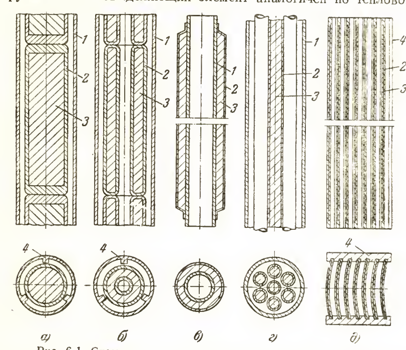


Рис. 6-1. Схемы пяти типов тепловыделяющих элементов.

а — стержневой; *б* — кольцевой; *в* — трубчатый; *г* — прутковый; *д* — пластинчатый; *1* — технологический канал; *2* — защитная оболочка; *3* — сердечник; *4* — центрирующее или направляющее устройство.

расчету стержневому элементу, а пластинчатый элемент можно представить как кольцевой элемент при $r \to \infty$. Поэтому в дальнейшем подробно рассматриваются тепловые расчеты технологических каналов только со стержневыми и кольцевыми тепловыделяющими элементами.

6-2. КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛООТДАЧИ

Из рис. 6-1 видно, что теплоноситель внутри технологических каналов движется по узким проходам, поперечное сечение которых может иметь разную форму. Во всех случаях при расчете как теплоотдачи, так и гидравлического сопротивления действитель-

ное сечение технологического канала заменяют эквивалентным круглым сечением, диаметр которого подсчитывается по известной формуле:

$$d_э = \frac{4F}{P}, \qquad (6\text{-}1)$$

где F — площадь свободного поперечного сечения канала;
P — омываемый теплоносителем периметр этого сечения.

Для кольцевой щели эквивалентный диаметр равен разности диаметров окружностей, образующих щель:

$$d_э = d_2 - d_1, \qquad (6\text{-}2)$$

а для узкой плоской щели эквивалентный диаметр приблизительно равен удвоенной ширине щели:

$$d_э \approx 2\Delta. \qquad (6\text{-}3)$$

Для подсчета коэффициента теплоотдачи при движении жидкости в кольцевых зазорах различными исследователями предложен ряд эмпирических формул, между которыми расхождение в результатах иногда доходит до 50% и даже больше. Все эти формулы относятся к случаю, когда центральные оси внутренней и наружной труб совпадают и толщина кольцевого зазора повсюду одинакова. Между тем из наблюдений, проведенных с макетами технологических каналов, выполненными из плексигласа, известно, что в потоке теплоносителя тепловыделяющие элементы располагаются не соосно с трубой, а под углом к оси, поворачиваясь настолько, насколько позволяют устройства, центрирующие элементы в трубе. Такое расположение может несколько ухудшать коэффициент теплоотдачи. Несколько худшие, чем обычно, условия теплоотдачи имеют место для технологических каналов из-за того, что у них отношение длины канала к эквивалентному диаметру значительно больше, чем в обычных теплообменниках.

Возможно, что на величину коэффициента теплоотдачи оказывает влияние ионизация вещества теплоносителя, возникающая из-за наличия нейтронного поля и поля гамма-квантов [1]. Ионизация сказывается на теплопроводности и жидкостей и газов и, кроме того, она, по-видимому, турбулизирует пограничный слой, снижает его термическое сопротивление и тем самым повышает теплоотдачу. Опыты Э. Шмидта и В. Лейденфроста [2] по теплоотдаче жидкостей в условиях ионизации, вызываемой электрическим напряжением, так же как и более ранние опыты Г. Гретцингера и Р. Фрея [3], показали, что в некоторых случаях коэф-

[1] На это обстоятельство обратил внимание автора доктор А. Шевчик (ЧСР).

[2] См. Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, B. 19, № 3, 1953, стр. 65—80.

[3] Phys. Zeitschrift, 36, № 7, 1953, стр. 292—298.

фициент теплоотдачи возрастает в 3—4 раза против значений, получаемых в отсутствие электрического напряжения. К сожалению, в литературе нет данных по измерению теплоотдачи непосредственно в ядерных реакторах, и вопрос о влиянии реакторного излучения на теплоотдачу нуждается в экспериментальной проверке.

Особенности теплоотдачи в технологических каналах ядерных реакторов как упомянутые здесь, так и некоторые другие, связанные с конструкцией канала и тепловыделяющих элементов, не учитываются формулами, предложенными различными исследователями для коэффициента теплоотдачи при движении теплоносителя в кольцевом зазоре.

Наилучшее соответствие опытным данным дает рекомендованная акад. М. А. Михеевым формула для вынужденного стабилизированного турбулентного потока в трубах и каналах:

$$Nu = 0{,}023 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,4}. \qquad (6\text{-}4)$$

Заменяя критерии подобия:

$$Nu_f = \frac{\alpha d_э}{\lambda};$$

$$Re_f = \frac{w d_э \gamma}{\mu g};$$

$$Pr_f = \frac{\mu g c_p}{\lambda},$$

получим формулу для коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = 0{,}023 \frac{\lambda}{d_э} \left(\frac{w d_э \gamma}{\mu g}\right)^{0,8} \left(\frac{\mu g c_p}{\lambda}\right)^{0,4} 3\,600^{0,4} =$$

$$= 0{,}244 \frac{\lambda^{0,6} c_p^{0,4}}{\mu^{0,4}} \frac{1}{d_э^{0,2}} (w\gamma)^{0,8} \ ккал/м^2 ч\ {}^\circ C. \qquad (6\text{-}5)$$

Коэффициент теплопроводности λ выражен в этой формуле в *ккал/м*^{3} °С *ч*. Формулу (6-5) целесообразно представить в следующем виде:

$$\alpha = f(t_f) \frac{(w\gamma)^{0,8}}{d_э^{0,2}} \ ккал/м^2 ч\ {}^\circ C, \qquad (6\text{-}6)$$

где

$$f(t_f) = 0{,}244 \frac{\lambda^{0,6} c_p^{0,4}}{\mu^{0,4}} \qquad (6\text{-}7)$$

— температурный множитель, величина которого для того или иного теплоносителя зависит только от его температуры. Для достаточно узкого интервала температуры функция $f(t_f)$ с удовлет-

ворительной точностью может быть аппроксимирована линейной зависимостью

$$f(t_f) = A + Bt_f. \quad (6\text{-}8)$$

Тогда

$$\alpha = C(A + Bt_f)(w\gamma)^{0,8} \ ккал/м^2ч\ °C, \quad (6\text{-}9)$$

где

$$C = \frac{1}{d_э^{0,2}}. \quad (6\text{-}10)$$

В табл. 6-1 даны значения коэффициентов A и B в формуле (6-8) для некоторых жидких и газообразных теплоносителей в различных интервалах изменений температуры.

Таблица 6-1

Теплоноситель	Интервал температуры, °C	A	B	Погрешность формулы (6-8), %
Природная вода	10—100	5,3	0,065	±1,5
" "	100—300	8,9	0,031	±3,5
Тяжелая вода	10—100	4,7	0,061	—
" "	100—250	7,6	0,033	—
Дифенильная смесь	100—400	1,28	0,0065	±4,5
Гелий	0—500	13,3	0,00317	0,0
Азот	0—500	2,88	0,00117	0,0
Углекислота	100—500	2,10	0,00290	±3

Для углекислоты правая часть формулы (6-7) зависит не только от температуры, но также от давления, т. е. вместо $f(t_f)$ появляется $f(t_f, p_f)$. Но до давления 60 *ата* можно пренебречь зависимостью от давления и с некоторым расчетным запасом принимать в формуле (6-7) значения λ, c_p и μ, соответствующие давлению 1 *ата*.

Расчет теплоотдачи для жидких металлов нельзя производить по формуле (6-4). В отношении теплоотдачи существенная особенность расплавленных металлов заключается в том, что критерий Прандтля для них примерно в 100 раз меньше, чем для обычных жидкостей и газов (см. табл. 6-2).

Гидравлические сопротивления для потоков расплавленных металлов в трубах определяются по обычным формулам гидродинамики.

Для расчета теплоотдачи при турбулентном течении расплавленных металлов в трубах О. С. Федынским предложена формула

$$Nu = 4{,}5 + 0{,}014\,(RePr)^{0,8}, \quad (6\text{-}11)$$

рекомендуемая им для чистых теплопередающих поверхностей

при $\frac{l}{d} \geqslant 30$. О. Двайер (США) предложил несколько иную формулу:

$$Nu = 4{,}9 + 0{,}018\,(RePr)^{0{,}8}, \qquad (6\text{-}12)$$

дающую значения коэффициента теплоотдачи, на 10—20% более высокие, чем формула (6-11).

Так как

$$RePr = \frac{wd_э}{\nu} \cdot \frac{\nu}{a} = \frac{wd_э}{a}, \qquad (6\text{-}13)$$

где $a = \frac{\lambda}{c_p \gamma}$ — коэффициент температуропроводности, формулу (6-11) можно представить в виде:

$$\alpha = \frac{\lambda}{d_э}\left[4{,}5 + 0{,}14\left(\frac{wd_э}{a}\right)^{0{,}8}\right] ккал/м^2ч\ °C. \qquad (6\text{-}14)$$

Из этой формулы следует, что вязкость не оказывает влияния на величину коэффициента теплоотдачи для жидких металлов.

В ядерных реакторах в качестве теплоносителей применяют: натрий; сплав, содержащий по весу 56% натрия и 44% калия,

Таблица 6-2

Характеристики жидких металлов

°C	λ, ккал/м ч °C	c_p, ккал/кг °C	$\gamma \cdot 10^{-3}$, кг/м³	$a \cdot 10^6$, м²/сек	$\mu \cdot 10^6$, кг·сек/м²	Pr
Натрий: $t_{пл}$ = 97,8° C; $t_{кип}$ = 883° C						
100	74	0,330	0,925	65,5	70,0	0,0110
200	70	0,320	0,900	67,5	45,0	0,0073
300	65	0,311	0,873	66,5	33,5	0,0057
400	61,5	0,305	0,850	66,0	27,5	0,0048
500	57,5	0,301	0,825	64,3	24,0	0,0044
600	53	0,299	0,800	61,5	21,0	0,0042
Натрий 56% + калий 44%; $t_{пл}$ = — 11° C; $t_{кип}$ = 784° C						
100	21,0	0,226	0,840	30,8	47,7	0,0181
200	21,5	0,217	0,820	33,6	32,0	0,0114
300	22,0	0,212	0,800	36,1	24,8	0,0084
400	22,8	0,210	0,775	39,0	21,0	0,0068
500	23,4	0,208	0,750	41,7	18,5	0,0058
600	24,0	0,209	0,725	43,0	16,8	0,0053
Свинец 44,5% + висмут 55,5%; $t_{пл}$ = 125° C; $t_{кип}$ = 1 670° C						
200	8,2	0,035	10,4	6,27	—	—
300	9,4	0,035	10,3	7,25	188	0,0247
400	10,5	0,035	10,1	8,00	150	0,0182
500	11,0	0,036	10,0	8,50	132	0,0153
600	11,6	0,036	9,8	8,90	120	0,0135

Примечание. Таблица составлена по данным Liquid Metals Handbook, 1952.

и эвтектический сплав свинца с висмутом. Данные по этим сплавам, необходимые для подсчета коэффициента теплоотдачи по формулам (6-11) и (6-12), приведены в табл. 6-2. При пользовании этими формулами значения физических величин определяются для средней температуры теплоносителя.

6-3. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ КАНАЛ СО СТЕРЖНЕВЫМИ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Схема стержневого тепловыделяющего элемента показана на рис. 6-1,*а*. Рассмотрим тепловой расчет технологического канала ядерного реактора с такими элементами. Технологический канал на высоту активной зоны h_a загружен стержневыми урановыми тепловыделяющими элементами, на которые надеты герметичные защитные оболочки, например из алюминия или циркония. Для теплового расчета условно заменяем эти тепловыделяющие элементы сплошным урановым стержнем, высота которого h_0 равна суммарной высоте урановых сердечников тепловыделяющих элементов, загруженных в канал, и составляет обычно 0,95—0,98 h_a. Стержень заключен в оболочку. При такой замене мы пренебрегаем влиянием торцов тепловыделяющего элемента на температуру его боковой поверхности, предполагая, что это влияние невелико. Разность $h_a - h_0$ равна суммарной толщине торцов оболочек у тепловыделяющих элементов, загруженных в технологический канал.

Выделение энергии по высоте технологического канала не является равномерным. На рис. 6-2 показана примерная кривая распределения плотности тепловых нейтронов для технологического канала реактора в случае, если торцовых отражателей нет. Кривая несколько асимметрична относительно середины технологического канала из-за поглощения тепловых нейтронов регулирующими и компенсирующими стержнями, находящимися в верхней части активной зоны. Коэффициент усреднения мощности по высоте технологического канала близок к значению, соответствующему симметричной относительно середины канала кривой $k_h = \cos\frac{\pi}{2}x$, тоже показанной на рис. 6-2. Среднее для всего канала значение этого коэффициента

$$k_h^{cp} = \frac{1}{2}\int\limits_{x=-1}^{x=+1} \cos\frac{\pi}{2}x\,dx = \frac{2}{\pi} = 0{,}637. \qquad (6\text{-}15)$$

Величина k_h^{cp} может быть увеличена путем применения торцовых отражателей. В общем случае для симметричного распределения потока тепловых нейтронов по длине канала

$$k_h^{cp} = \frac{\sin m}{m}, \qquad (6\text{-}16)$$

где m представляет собой величину угла, косинус которого ра-

9*

вен отношению плотностей тепловыделения на концах канала и в его середине. В тепловых расчетах реакторов без сколько-нибудь существенной ошибки можно принимать симметричное распределение. Относя начало координат не к середине канала, а к сечению входа теплоносителя в канал, получим для реактора без торцовых отражателей, т. е. при $m = \frac{\pi}{2}$:

$$k_h = \cos 1{,}57\left(2\frac{h}{h_0} - 1\right). \quad (6\text{-}17)$$

Обозначим через $N_к$ суммарную мощность всех технологических каналов реактора, *квт*, через n — число технологических

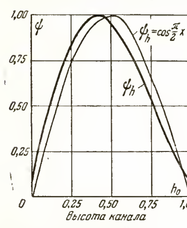


Рис. 6-2. Распределение плотности тепловых нейтронов вдоль оси технологического канала.

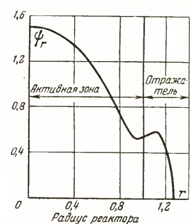


Рис. 6-3. Распределение плотности тепловых нейтронов по радиусу реактора при наличии отражателя.

каналов в реакторе. Мощность технологического канала в среднем

$$N_{ср} = \frac{N_к}{n}\ квт. \quad (6\text{-}18)$$

Обозначим через ψ_r отношение мощности технологического канала, расположенного на радиусе r, к мощности канала в среднем:

$$\psi_r = \frac{N_r}{N_{ср}} = f(r). \quad (6\text{-}19)$$

Вид этой функции определяется физическим расчетом реактора. В качестве примера на рис. 6-3 показано распределение плотности тепловых нейтронов по радиусу для реактора, имею-

щего боковой отражатель. Центральный канал ($r = 0$) имеет максимальную мощность; для него

$$\psi_r = \frac{N_0}{N_{cp}} = 1{,}5.$$

Коэффициент усреднения мощности по радиусу

$$k_R^{cp} = \frac{N_{cp}}{N_0} = \frac{1}{\psi_r}; \qquad (6\text{-}20)$$

т. е. в данном примере $k_R^{cp} = \frac{1}{1{,}5} = 0{,}67$.

Сгущая размещение каналов в центральной части активной зоны, можно изменить вид кривой распределения плотности тепловых нейтронов по радиусу реактора и, например, получить для центра решетки не пик, а провал мощности. В этом случае мощность периферийных каналов будет больше мощности центрального канала, а так как периферийных каналов больше, чем центральных, то такое распределение плотности тепловых нейтронов может оказаться выгодным.

Обычно рассчитывают теплоотдачу центрального технологического канала как наиболее теплонапряженного и определяют его мощность N_0 при заданных условиях охлаждения, после чего находят мощность всех технологических каналов реактора:

$$N_к = N_0 k_R^{cp} n \ квт, \qquad (6\text{-}21)$$

где n — число загруженных технологических каналов.

Мощность реактора больше суммарной мощности технологических каналов на величину мощности, соответствующей выделению энергии непосредственно в замедлителе и составляющей 5—10% суммарной мощности технологических каналов:

$$N_p = (1{,}05 \div 1{,}10)\, N_к \ квт. \qquad (6\text{-}22)$$

Максимальная удельная мощность, приходящаяся на единицу высоты технологического канала, соответствует середине центрального канала:

$$\left(\frac{N}{h}\right)_{макс} = \frac{N_0}{k_h^{cp} h_0} \ квт/м. \qquad (6\text{-}23)$$

Для любого поперечного сечения центрального канала справедливо соотношение

$$\frac{N}{h} = k_h \frac{N_0}{k_h^{cp} h_0} \ квт/м. \qquad (6\text{-}24)$$

Для реактора без торцовых отражателей

$$\frac{N}{h} = \frac{N_0}{0{,}637 h_0} \cos 1{,}57\left(2\frac{h}{h_0} - 1\right) = \frac{1{,}57}{h_0} N_0 \cos 1{,}57\left(2\frac{h}{h_0} - 1\right) квт/м. \qquad (6\text{-}25)$$

Определим теперь величину мощности для участка технологического канала от $h=0$ до $h=h$. Очевидно,

$$N_h = \frac{1,57}{h_0} N_0 \int\limits_{h=0}^{h=h} \cos 1,57 \left(2\frac{h}{h_0} - 1\right) dh =$$

$$= 0,5 N_0 \left[\sin 1,57 \left(2\frac{h}{h_0} - 1\right) + 1\right] \text{ квт.} \quad (6\text{-}26)$$

Этой мощности соответствует количество тепла

$$Q_h = 860 N_h = 430 N_0 \left[\sin 1,57 \left(2\frac{h}{h_0} - 1\right) + 1\right] \text{ ккал/ч.} \quad (6\text{-}27)$$

Определим изменение температуры теплоносителя по высоте технологического канала, пренебрегая теплообменом через стенку трубы, в которой находятся тепловыделяющие элементы, т. е. теплообменом между замедлителем и теплоносителем. Расход теплоносителя примем равным D *кг/ч*. Прирост теплосодержания теплоносителя на высоте h технологического канала

$$\Delta i_h = \frac{Q_h}{D} = \frac{860 N_h}{D} \text{ ккал/кг.} \quad (6\text{-}28)$$

Обозначим через c_p теплоемкость теплоносителя, принимая ее постоянной; тогда приращение температуры теплоносителя составит:

$$\Delta t_h = \frac{\Delta i_h}{c_p} \ ^\circ\text{C}. \quad (6\text{-}29)$$

Температура теплоносителя по высоте технологического канала

$$t_h = t_0 + \Delta t_h = t_0 + \frac{430 N_0}{D c_p} \left[\sin 1,57 \left(2\frac{h}{h_0} - 1\right) + 1\right] \ ^\circ\text{C}. \quad (6\text{-}30)$$

Расход теплоносителя можно выразить через его скорость w. Обозначим диаметры окружностей, образующих кольцевую щель, т. е. диаметр тепловыделяющего элемента и внутренний диаметр трубы технологического канала, соответственно через d_1 и d_2. Тогда

$$D = w 0,785 \varepsilon (d_2^2 - d_1^2) 3\,600 \gamma = 2\,827 (d_2^2 - d_1^2) w \gamma \varepsilon \text{ кг/ч,} \quad (6\text{-}31)$$

где γ — удельный вес теплоносителя, *кг/м³*;
ε — коэффициент, учитывающий загромождение кольцевой щели устройствами, центрирующими тепловыделяющие элементы в трубе технологического канала (например, продольными полозками).

Подставив значение D в формулу (6-30), получим:

$$t_h = t_0 + \frac{430\,N_0}{2\,827(d_2^2 - d_1^2)\,\varepsilon w \gamma c_p}\left[\sin 1{,}57\left(2\frac{h}{h_0} - 1\right) + 1\right] =$$

$$= t_0 + \frac{0{,}152 N_0}{(d_2^2 - d_1^2)\,\varepsilon w \gamma c_p}\left[\sin 1{,}57\left(2\frac{h}{h_0} - 1\right) + 1\right] \text{ °C.} \qquad (6\text{-}32)$$

Перейдем теперь к определению температуры поверхности тепловыделяющих элементов. Удельная мощность в поперечном сечении канала, отстоящем на h *м* от входа теплоносителя в технологический канал, представлена формулой (6-24). Теплонапряжение поверхности тепловыделяющего элемента, соответствующее этой мощности, определится по формуле

$$q_h = \frac{N}{h}\cdot\frac{860}{\pi d_1} = \frac{k_h}{k_h^{cp}}\cdot\frac{N_0}{h_0}\cdot\frac{860}{\pi d_1}\ \textit{ккал/м}^2\ \textit{ч}. \qquad (6\text{-}33)$$

При отсутствии торцовых отражателей $k_h^{cp} = \frac{2}{\pi}$; следовательно,

$$q_h = k_h \frac{430 N_0}{h_0 d_1}\ \textit{ккал/м}^2\ \textit{ч}. \qquad (6\text{-}34)$$

Заменив k_h по формуле (6-17), получим:

$$q = \frac{430}{h_0 d_1} N_0 \cos 1{,}57\left(2\frac{h}{h_0} - 1\right)\ \textit{ккал/м}^2\ \textit{ч}. \qquad (6\text{-}35)$$

Температура поверхности тепловыделяющего элемента

$$\vartheta_n = t_h + \frac{q_h}{\alpha_h} \text{ °C}. \qquad (6\text{-}36)$$

Сделав замены по формулам (6-9), (6-32) и (6-35), получим:

$$\vartheta_n = t_0 + \frac{0{,}152 N_0}{(d_2^2 - d_1^2)\,\varepsilon w \gamma c_p}\left[1 + \sin 1{,}57\left(2\frac{h}{h_0} - 1\right)\right] +$$

$$+ \frac{\dfrac{430 N_0}{d_1 h_0 (w\gamma)^{0,8} CB}\cos 1{,}57\left(2\dfrac{h}{h_0} - 1\right)}{\dfrac{A + Bt_0}{B} + \dfrac{0{,}152 N_0}{(d_2^2 - d_1^2)\,\varepsilon w \gamma c_p}\left[1 + \sin 1{,}57\left(2\dfrac{h}{h_0} - 1\right)\right]}. \qquad (6\text{-}37)$$

Если ввести следующие обозначения:

$$c = \frac{0{,}152 N_0}{(d_2^2 - d_1^2)\,\varepsilon w \gamma c_p}; \qquad (6\text{-}38)$$

$$a = \frac{\dfrac{430}{d_1 h_0 (w\gamma)^{0,8} CB}}{\dfrac{0{,}152}{(d_2^2 - d_1^2)\,\varepsilon w \gamma c_p}} = \frac{430 N_0}{d_1 h_0 (w\gamma)^{0,8} CBc}; \qquad (6\text{-}39)$$

$$b=\frac{A+Bt_0}{\frac{0{,}152N_0B}{(d_2^2-d_1^2)\,\varepsilon w\gamma c_p}}+1=\frac{A+Bt_0}{Bc}+1, \tag{6-40}$$

то формулу (6-37) можно написать следующим образом:

$$\vartheta_n=t_0+c\,(1+\sin x)+\frac{a\cdot\cos x}{b+\sin x}, \tag{6-41}$$

где

$$x=1{,}57\Big(2\,\frac{h}{h_0}-1\Big). \tag{6-42}$$

Для теплового расчета реактора чаще всего задают допустимое максимальное значение температуры поверхности оболочки тепловыделяющего элемента. Чтобы определить местонахождение максимальной температуры поверхности оболочки в технологическом канале, необходимо найти максимум функции (6-41), т. е. вопрос сводится к определению экстремума функции

$$f=c\sin x+\frac{a\cos x}{b+\sin x}. \tag{6-43}$$

Максимум этой функции найдем из условия

$$c\cos x+\frac{-(b+\sin x)\,a\sin x-a\cos^2 x}{(b+\sin x)^2}=0, \tag{6-44}$$

или

$$\cos x=\frac{a}{c}\cdot\frac{1+b\sin x}{(b+\sin x)^2}. \tag{6-45}$$

При известных числовых значениях a, b и c это трансцендентное уравнение легко может быть решено, например, путем пробных подстановок, после чего из соотношения (6-42) определяют значение $\frac{h}{h_0}$, которому соответствует максимальная температура поверхности оболочки тепловыделяющих элементов в технологическом канале.

Из (6-45) следует, что при $b<\sqrt{\frac{a}{c}}$ максимума нет и, следовательно, наибольшая температура поверхности оболочки находится при выходе теплоносителя из канала[1].

Имея в виду, что обычно $b\gg\sin x$, можно для приближенного решения упростить выражение (6-45), полагая $\sin x$ в знаменателе равным нулю. Тогда

$$\cos x=\frac{a}{cb^2}(1+b\sin x). \tag{6-46}$$

[1] В конце книги (приложение III) дана номограмма, составленная для формулы (6-45).

Решение этого уравнения дает:

$$\sin x = \frac{-\frac{p^2}{b} + \sqrt{1 + p^2 - \frac{p^2}{b^2}}}{1 + p^2}, \qquad (6\text{-}47)$$

где $p = \frac{a}{bc}$.

Максимум температуры поверхности оболочки тепловыделяющих элементов чаще всего находится в интервале $\frac{h}{h_0} = 0{,}6 - 0{,}8$, причем кривая имеет в области максимума пологое протекание, как представлено для примера на рис. 6-4. Поэтому нет необходимости определять местоположение максимума с большой точностью.

Примем, например, $\frac{h}{h_0} = \frac{2}{3}$; тогда

$$x = 1{,}57\left(2\,\frac{2}{3} - 1\right) = 0{,}523 \approx 30°;$$

$$\sin x = 0{,}5; \quad \cos x = 0{,}866.$$

Рис. 6-4. Изменение температур по длине технологического канала.

Подставив эти значения в формулу (6-37), получим:

$$\vartheta_n^{макс} = t_0 + N_0\left[\frac{0{,}228}{(d_2^2 - d_1^2)\,\varepsilon w\gamma c_p} + \frac{\frac{372}{d_1 h_0 (w\gamma)^{0,8} C}}{A + Bt_0 + \frac{0{,}228 N_0 B}{(d_2^2 - d_1^2)\,\varepsilon w\gamma c_p}}\right]. \qquad (6\text{-}48)$$

Из этой формулы, задаваясь теми или иными значениями ϑ_n^{max}, можно определить соответствующие им значения N_0. Иногда изменение температуры теплоносителя вдоль канала практически не влияет на коэффициент теплоотдачи, т. е. $B = 0$. В этом случае функция (6-43) становится неопределенной. Чтобы избежать неопределенности, приводим функцию (6-43) к виду:

$$f = c\sin x + \frac{\cos x}{\frac{b}{a} + \frac{\sin x}{a}}. \qquad (6\text{-}49)$$

Принимая $B = 0$, находим:

$$\frac{\sin x}{a} = 0;$$

$$\frac{b}{a} = \frac{ACd_1 h_0 (w\gamma)^{0,8}}{430 N_0} = k. \qquad (6\text{-}50)$$

Тогда максимум функции (6-49) найдем из условия

$$c \cos x - \frac{1}{\kappa} \sin x = 0. \quad (6\text{-}51)$$

Следовательно,

$$\frac{\sin x}{\cos x} = \operatorname{tg} x = ck = \frac{ACh_0 d_1}{(d_2^2 - d_1^2)\, 2\,827 \varepsilon c_p (w\gamma)^{0,2}}. \quad (6\text{-}52)$$

Затем, как и ранее, из соотношения (6-42) находим величину h/h_0, которой соответствует максимальная температура поверхности оболочки.

Из формулы (6-48) следует, что между длиной активной части технологического канала h_0 и мощностью N_0, снимаемой с канала при заданном значении $\vartheta_n^{макс}$, нет прямой пропорциональности. При изменении длины активной части технологического канала мощность изменяется в меньшей степени, чем длина. Это становится особенно наглядным, если в формуле (6-48) принять $B = 0$ и определить мощность канала:

$$N_0 = \frac{\vartheta_n^{макс} - t_0}{\dfrac{0,228}{(d_2^2 - d_1^2)\,\varepsilon w \gamma c_p} + \dfrac{372}{CA (w\gamma)^{0,8} d_1 h_0}}. \quad (6\text{-}53)$$

Заменив C по формуле (6-10) и имея в виду, что $d_э = d_2 - d_1$, получим:

$$N_0 = \frac{\vartheta_n^{макс} - t_0}{\dfrac{0,228}{(d_2^2 - d_1^2)\,\varepsilon w \gamma c_p} + \dfrac{372\,(d_2 - d_1)^{0,2}}{A (w\gamma)^{0,8} d_1 h_0}}. \quad (6\text{-}54)$$

Как видим из этой формулы, мощность технологического канала находится в прямой пропорциональной зависимости только от одного фактора—разности температур $\vartheta_n^{макс} - t_0$.

Перейдем теперь к определению максимальной температуры на оси тепловыделяющего элемента, т. е. в центре сердечника. Как известно из теории теплопередачи, для цилиндра с внутренними источниками тепла разность температур на оси и поверхности составляет

$$\Delta\vartheta_{ц-n} = \frac{q_v d^2}{16\lambda}\ ^\circ\mathrm{C}, \quad (6\text{-}55)$$

где q_v — объемное теплонапряжение, *ккал/м³ ч*;

λ — коэффициент теплопроводности, *ккал/м ч* °C;

d — диаметр цилиндра, *м*.

Объемное теплонапряжение

$$q_v = \frac{q_h \pi d h}{\frac{\pi d^2}{4} h} = \frac{4}{d} q_h \ ккал/м^3\ ч, \qquad (6\text{-}56)$$

где q_h — теплонапряжение боковой поверхности для сердечника из урана, приблизительно равное $4 \cdot 10^6 d \cdot N$ *ккал/м² ч*;
N — удельная мощность, *квт/кг*.

Заменим q_h по формуле (6-35):

$$q_v = 1\,720 \frac{N_0}{d^2 h_0} \cos 1{,}57 \left(2 \frac{h}{h_0} - 1\right) ккал/м^2\ ч. \qquad (6\text{-}57)$$

Подставим это значение в формулу (6-55):

$$\Delta\vartheta_{ц-п} = \frac{107{,}5}{\lambda} \cdot \frac{N_0}{h_0} \cos 1{,}57 \left(2 \frac{h}{h_0} - 1\right) °C. \qquad (6\text{-}58)$$

Эта формула дает разность температур между центром сердечника и его поверхностью, соприкасающейся с защитной оболочкой. Как видим, эта разность зависит не от диаметра сердечника, а от выделения мощности на единицу длины тепловыделяющего элемента. Максимальное значение эта разность имеет при $h = 0{,}5 h_0$:

$$\Delta\vartheta_{ц-п}^{макс} = \frac{107{,}5 N_0}{\lambda h_0}. \qquad (6\text{-}59)$$

Без большой погрешности можно считать, что максимальная температура на оси тепловыделяющего элемента также приходится на середину технологического канала. Из формулы (6-37), принимая $\frac{h}{h_0} = 0{,}5$, получим температуру поверхности оболочки в этом месте:

$$\vartheta_п = t_0 + N_0 \left[\frac{0{,}152}{(d_2^2 - d_1^2)\varepsilon w \gamma c_p} + \frac{\frac{430}{d_1 h_0 C (w\gamma)^{0{,}8}}}{A + Bt_0 + \frac{0{,}152 N_0 B}{(d_2^2 - d_1^2)\varepsilon w \gamma c_p}} \right] °C. \qquad (6\text{-}60)$$

Перепад температуры в оболочке тепловыделяющего элемента

$$\Delta\vartheta_{об} = q_h \Sigma \frac{\delta}{\lambda} = \frac{430 N_0}{h_0 d_1} \Sigma \frac{\delta}{\lambda} \cos 1{,}57 \left(2 \frac{h}{h_0} - 1\right) \text{°C}. \quad (6\text{-}61)$$

Для середины технологического канала

$$\Delta\vartheta_{об} = \frac{430 N_0}{h_0 d_1} \Sigma \frac{\delta}{\lambda} \text{°C}. \quad (6\text{-}62)$$

Здесь λ и δ — коэффициент теплопроводности и толщина слоев для материалов, входящих в состав оболочки. Так, например, оболочку из алюминия для повышения ее коррозийной стойкости обычно покрывают оксидной пленкой, поэтому ее можно рассматривать как состоящую из двух слоев: слоя алюминия и слоя окиси алюминия:

$$\sum_{ал.об} \frac{\delta}{\lambda} = \frac{\delta_{ал}}{\lambda_{ал}} + \frac{\delta_{ок}}{\lambda_{ок}} \; м^2 \; ч \; \text{°C}/ккал, \quad (6\text{-}63)$$

причем $\lambda_{ок} = 1{,}1$ *ккал/м ч* °C и $\delta_{ок} = 10 \div 20\mu$. Таким образом, максимальная температура на оси тепловыделяющего элемента

$$\vartheta_0^{макс} = t_0 + N_0 \left[\frac{0{,}152}{(d_2^2 - d_1^2)\varepsilon w \gamma c_p} + \frac{\dfrac{430}{d_1 h_0 (w\gamma)^{0{,}8} C}}{A + B t_0 + \dfrac{0{,}152 N_0 B}{(d_2^2 - d_1^2)\varepsilon w \gamma c_p}} + \frac{430}{d_1 h_0} \Sigma \frac{\delta}{\lambda} + \frac{107{,}5}{\lambda h_0} \right] \text{°C}. \quad (6\text{-}64)$$

Формулы (6-37) и (6-64) являются основными формулами в тепловых расчетах реакторов. Эти формулы дают возможность при заданных значениях скорости теплоносителя и предельно допустимой максимальной температуре на поверхности оболочки или в центре сердечника тепловыделяющего элемента определить тепловую мощность технологического канала.

Температура теплоносителя на выходе из центрального технологического канала

$$t''_ц = t_0 + \frac{860 N_0}{D c_p} \text{°C}. \quad (6\text{-}65)$$

Если поток тепловых нейтронов по радиусу активной зоны не выровнен, а расходы теплоносителя по всем технологическим каналам одинаковы, то температура теплоносителя за реактором будет ниже, чем температура теплоносителя на выходе из центрального технологического канала. Для выравнивания температуры на выходе из технологических каналов можно применить регулирование расхода по каналам посредством какого-либо дроссельного органа. Расходы теплоносителя по каналам регулируют таким образом, чтобы они изменялись пропорционально мощности каждого канала. Этот способ требует установки дроссельного органа в каждый технологический канал, что усложняет конструкцию реактора. Уменьшение расхода теплоносителя в периферийных каналах ухудшает условия теплоотвода в них.

Расход теплоносителя по каналам может быть установлен в соответствии с мощностью канала путем применения технологических каналов с разными проходными сечениями для теплоносителя. В центральную зону реактора ставятся каналы с наибольшим сечением прохода, в периферийную — с наименьшим при сохранении поперечных сечений тепловыделяющих элементов. При этом температура теплоносителя на выходе из центральных каналов может быть существенно понижена, а на выходе из периферийных каналов — повышена до значений, превышающих температуру теплоносителя на выходе из центрального канала в реакторе с одинаковыми каналами. В результате будут достигнуты повышение температуры теплоносителя за реактором и повышение мощности реактора, поскольку мощность лучше охлаждаемого центрального канала будет значительно поднята. Этот способ теплового выравнивания применен в реакторах первой английской атомной электростанции Колдер-Холл (см. § 8-4).

Другой способ выравнивания температуры теплоносителя на выходе из технологических каналов и повышения мощности реактора заключается в том, что к центральным каналам подводят теплоноситель с более низкой температурой, чем к периферийным. Этот способ применен во французских реакторах G2 и G3, у которых температура теплоносителя (углекислый газ при 15 *ати*) на входе в центральные каналы принята равной 80° С, а на входе в периферийные — 150° С. Этот способ выравнивания температуры усложняет схему циркуляции теплоносителя и конструкцию реактора.

6-4. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ КАНАЛ С КОЛЬЦЕВЫМИ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Схема кольцевого тепловыделяющего элемента показана на рис. 6-1,*б*.

Подсчет максимальной мощности технологического канала по принятой допустимой максимальной температуре поверхности оболочки для кольцевых тепловыделяющих элементов произво-

дится по формуле (6-37), выведенной для стержневых тепловыделяющих элементов. Для того, чтобы воспользоваться этой формулой, необходимо предварительно определить значения мощностей N_0' и N_0'', отводимых через внешнюю и внутреннюю поверхности кольцевого тепловыделяющего элемента:

$$N_0 = N_0' + N_0''.$$

Пусть стенка бесконечно длинной трубы, выполненной из однородного материала и имеющей внутренний радиус $r_{вн}$ и наружный $r_н$, равномерно и непрерывно заполнена источниками тепла с удельным тепловыделением q_v *ккал/м³ ч*. Стенка охлаждается с обеих сторон потоком теплоносителя. Обозначим коэффициенты теплоотдачи с внутренней и наружной сторон соответственно через $\alpha_{вн}$ и $\alpha_н$, а температуру теплоносителя—через $t_{вн}$ и $t_н$ и примем их значения постоянными.

Проведем мысленно окружность внутри стенки с радиусом r_0, для которой

$$\left|\frac{d\vartheta}{dr}\right|_{r_0} = 0. \qquad (6\text{-}66)$$

Эта окружность делит цилиндрическую стенку на две части: внутреннюю и наружную. Можно представить цилиндрическую стенку в виде двух труб, плотно вставленных одна в другую: внутренняя труба с радиусами r_0 и $r_{вн}$ и наружная с радиусами $r_н$ и r_0.

Рассмотрим сначала внутреннюю трубу. Все тепло, образующееся в ней, отводится через ее внутреннюю поверхность, температуру которой обозначим через $\vartheta_{вн}$, а теплонапряжение поверхности в *ккал/м² ч* — через $q_{вн}$. Тогда

$$\vartheta_{вн} = t_{вн} + \frac{q_{вн}}{\alpha_{вн}} \, ^\circ\text{C}. \qquad (6\text{-}67)$$

Но

$$q_{вн} = \frac{q_v (r_0^2 - r_{вн}^2)\pi}{2\pi r_{вн}} = \frac{q_v r_{вн}}{2}\left(\frac{r_0^2}{r_{вн}^2} - 1\right) \text{ ккал/м}^2\text{ ч}. \qquad (6\text{-}68)$$

Следовательно,

$$\vartheta_{вн} = t_{вн} + \frac{q_v r_{вн}}{2\alpha_{вн}}\left(\frac{r_0^2}{r_{вн}^2} - 1\right) {}^\circ\text{C}. \qquad (6\text{-}69)$$

Определим теперь перепад температур в стенке $\Delta\vartheta = \vartheta_0 - \vartheta_{вн}$. Дифференциальное уравнение для стационарного температурного поля с внутренними источниками тепла имеет вид:

$$\nabla^2\vartheta + \frac{q_v}{\lambda} = 0, \qquad (6\text{-}70)$$

или в цилиндрической системе координат:

$$\frac{d^2\vartheta}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\vartheta}{dr} + \frac{q_v}{\lambda} = 0. \qquad (6\text{-}71)$$

Условие на внешней поверхности, т. е. при $r = r_0$, дано уравнением (6-66).

Условие на внутренней поверхности:

$$\lambda\left(\frac{d\vartheta}{dr}\right)_{r_{вн}} = \alpha_{вн}(\vartheta_{вн} - t_{вн}). \qquad (6\text{-}72)$$

Для решения дифференциального уравнения (6-71) делаем замену

$$\frac{d\vartheta}{dr} = U$$

и умножаем уравнение на rdr:

$$rdU + Udr + \frac{q_v}{\lambda}rdr = 0, \qquad (6\text{-}73)$$

или

$$d(Ur) = -\frac{q_v}{\lambda}rdr. \qquad (6\text{-}74)$$

Проинтегрировав, получим:

$$r\frac{d\vartheta}{dr} = -\frac{q_v}{\lambda}\cdot\frac{r^2}{2} + c_1, \qquad (6\text{-}75)$$

или

$$\frac{d\vartheta}{dr} = -\frac{q_v r}{2\lambda} + \frac{c_1}{r}. \qquad (6\text{-}76)$$

Вторичное интегрирование дает:

$$\vartheta = -\frac{q_v}{4\lambda}r^2 + c_1\ln r + c_2. \qquad (6\text{-}77)$$

Согласно условию (6-66) при $r = r_0$

$$-\frac{q_v r_0}{2\lambda} + \frac{c_1}{r_0} = 0. \qquad (6\text{-}78)$$

Отсюда получаем:

$$c_1 = \frac{q_v r_0^2}{2\lambda}. \qquad (6\text{-}79)$$

Из формулы (6-77) следует:

$$\vartheta_0 - \vartheta_{вн} = -\frac{q_v}{4\lambda}(r_0^2 - r_{вн}^2) + c_1 \ln \frac{r_0}{r_{вн}}. \tag{6-80}$$

Заменив c_1 по формуле (6-79), получим:

$$\vartheta_0 - \vartheta_{вн} = \frac{q_v}{2\lambda} r_0^2 \ln \frac{r_0}{r_{вн}} - \frac{q_v}{4\lambda}(r_0^2 - r_{вн}^2) =$$

$$= r_{вн}^2 \frac{q_v}{2\lambda}\left[\frac{r_0^2}{r_{вн}^2} \ln \frac{r_0}{r_{вн}} - \frac{1}{2}\left(\frac{r_0^2}{r_{вн}^2} - 1\right)\right] °\mathrm{C}. \tag{6-81}$$

Отсюда, пользуясь для $\vartheta_{вн}$ формулой (6-69), находим:

$$\vartheta_0 = t_{вн} + \frac{q_v r_{вн}}{2\alpha_{вн}}\left(\frac{r_0^2}{r_{вн}^2} - 1\right) + r_{вн}^2 \frac{q_v}{2\lambda}\left[\frac{r_0^2}{r_{вн}^2} \ln \frac{r_0}{r_{вн}} - \frac{1}{2}\left(\frac{r_0^2}{r_{вн}^2} - 1\right)\right] °\mathrm{C}. \tag{6-82}$$

Рассмотрим теперь теплоотдачу наружной трубы, у которой все тепло отводится через внешнюю поверхность. Исходным попрежнему является дифференциальное уравнение (6-71). Условие на внешней поверхности:

$$-\lambda\left(\frac{d\vartheta}{dr}\right)_{r_н} = \alpha_н(\vartheta_н - t_н). \tag{6-83}$$

Условие на внутренней поверхности, т. е. при $r = r_0$, определено выражением (6-66).

Решив уравнение (6-71) с новыми краевыми условиями, получим формулы, аналогичные формулам (6-81) и (6-82), а именно:

$$\vartheta_0 - \vartheta_н = \frac{q_v r_н^2}{2\lambda}\left[\frac{r_0^2}{r_н^2} \ln \frac{r_0}{r_н} + \frac{1}{2}\left(1 - \frac{r_0^2}{r_н^2}\right)\right] °\mathrm{C}; \tag{6-84}$$

$$\vartheta_0 = t_н + \frac{q_v r_н}{2\alpha_н}\left(1 - \frac{r_0^2}{r_н^2}\right) + \frac{q_v r_н^2}{2\lambda}\left[\frac{r_0^2}{r_н^2} \ln \frac{r_0}{r_н} + \frac{1}{2}\left(1 - \frac{r_0^2}{r_н^2}\right)\right] °\mathrm{C}, \tag{6-85}$$

причем аналогично формуле (6-69)

$$\vartheta_н = t_н + \frac{q_v r_н}{2\alpha_н}\left(1 - \frac{r_0^2}{r_н^2}\right) °\mathrm{C}. \tag{6-86}$$

Приравняв выражения (6-82) и (6-85) и произведя необходимые преобразования, получим следующее уравнение:

$$r_0^2\left(\frac{q_v}{2\alpha_{вн}r_{вн}}+\frac{q_v}{2\alpha_н r_н}+\frac{q_v}{2\lambda}\ln\frac{r_н}{r_{вн}}\right)=$$

$$=t_н-t_{вн}+\frac{q_v}{2\alpha_{вн}}r_{вн}+\frac{q_v}{2\alpha_н}r_н+\frac{q_v}{4\lambda}(r_н^2-r_{вн}^2). \qquad (6\text{-}87)$$

Из этого уравнения определяем радиус делящей окружности, т. е. нейтральный радиус, которому соответствует максимальная температура сердечника:

$$r_0=\sqrt{\frac{t_н-t_{вн}+\frac{q_v}{2}\left[\frac{r_{вн}}{\alpha_{вн}}+\frac{r_н}{\alpha_н}+\frac{1}{2\lambda}(r_н^2-r_{вн}^2)\right]}{\frac{q_v}{2}\left(\frac{1}{\alpha_{вн}r_{вн}}+\frac{1}{\alpha_н r_н}+\frac{1}{\lambda}\ln\frac{r_н}{r_{вн}}\right)}}\ м. \qquad (6\text{-}88)$$

Если $t_н=t_{вн}$, то

$$r_0=\sqrt{\frac{\frac{r_{вн}}{\alpha_{вн}}+\frac{r_н}{\alpha_н}+\frac{1}{2\lambda}(r_н^2-r_{вн}^2)}{\frac{1}{\alpha_{вн}r_{вн}}+\frac{1}{\alpha_н r_н}+\frac{1}{\lambda}\ln\frac{r_н}{r_{вн}}}}\ м. \qquad (6\text{-}89)$$

Расчет следует вести в таком порядке: по формуле (6-88) или (6-89) определить величину r_0, затем по формуле (6-82) или (6-85) определить максимальную температуру внутри стенки ϑ_0 на нейтральном радиусе. Температуры поверхностей ϑ_1 и ϑ_2 подсчитываются по формулам (6-69) и (6-86). Таким образом, распределение температур в цилиндрической стенке при заданных условиях будет полностью определено.

Далее, нужно определить мощность, передаваемую потоку, протекающему через внешнюю кольцевую щель,

$$N_0'=N_0\frac{r_н^2-r_0^2}{r_н^2-r_{вн}^2}\ квт \qquad (6\text{-}90)$$

и мощность, передаваемую внутреннему потоку теплоносителя,

$$N_0''=N_0\frac{r_0^2-r_{вн}^2}{r_н^2-r_{вн}^2}\ квт. \qquad (6\text{-}91)$$

Чтобы учесть влияние теплового сопротивления оболочки тепловыделяющего элемента, в формулы (6-88) и (6-89) следует подставлять приведенные значения коэффициентов теплоотдачи:

$$\alpha_{прив}=\frac{1}{\frac{1}{\alpha_{ист}}+\sum\frac{\delta_{об}}{\lambda_{об}}}\ ккал/м^2\ ч\ ^\circ C. \qquad (6\text{-}92)$$

Строго говоря, увеличение температуры теплоносителя при прохождении его через технологический канал приводит к изменению условий теплоотдачи по длине канала. Вследствие этого изменяется и величина нейтрального радиуса r_0. Однако изменение r_0 обычно весьма незначительно, поэтому в формулы (6-88) и (6-89) можно подставлять средние для всего канала значения температур теплоносителя и коэффициентов теплоотдачи.

После того как определены значения N_0' и N_0'', можно определить максимальную температуру поверхности оболочки $\vartheta_n^{макс}$ как для внешней, так и для внутренней поверхностей, пользуясь для этого методикой, изложенной в § 6-3.

Тепловой расчет технологического канала с кольцевыми тепловыделяющими элементами должен проводиться совместно с гидравлическим расчетом. Должно быть определено распределение теплоносителя между внутренним и внешним потоками. Если это распределение окажется неудовлетворительным, возникает необходимость соответствующего изменения сечений для прохода теплоносителя.

Если принять, что коэффициенты гидравлического сопротивления для внутреннего и внешнего потоков одинаковы и не зависят от скорости теплоносителя, то из равенства гидравлических сопротивлений для обоих потоков получим следующее условие:

$$\frac{w_{вн}^2}{d_{э\,вн}} = \frac{w_н^2}{d_{э\,н}}, \qquad (6\text{-}93)$$

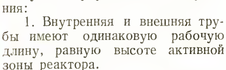
где $d_{эвн}$ и $d_{эн}$ — эквивалентные диаметры внутреннего и внешнего свободных сечений для протока теплоносителя, а $w_{вн}$ и $w_н$ — скорости теплоносителя в этих сечениях. Выбрав значения w и $d_э$ для одного из сечений, получим соответствующие значения для второго путем совместного решения уравнений (6-93) и (6-37).

6-5. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ КАНАЛ С ОБРАТНОЙ ТРУБКОЙ

Для некоторых типов ядерных реакторов может оказаться целесообразным выполнение технологического канала в виде двух труб, вставленных одна в другую с кольцевым зазором, как схематически показано на рис. 6-5. Внешняя труба—тупиковая. Теплоноситель поступает в кольцевой зазор между внешней и внутренней трубами и затем по внутренней обратной трубе, в которой размещены тепловыделяющие элементы, возвращается в головку технологического канала. Таким образом, теплоноситель делает два хода в технологическом канале. Первый, опускной, ход увеличивает сопротивление технологического канала и повышает количество теплоносителя в активной зоне. Это — недостатки конструкции такого канала. Влияние этих недостатков становится минимальным при использовании в качестве теплоно-

сителя жидкости с большой теплоемкостью и малым сечением захвата тепловых нейтронов. Наилучшим образом этим требованиям удовлетворяет тяжелая вода, в меньшей степени — дифенильная смесь и газы. Технологический канал такой конструкции называют каналом с обратной трубкой или каналом с трубкой Фильда. Удобство таких технологических каналов заключается, во-первых, в возможности легко отсоединить канал от общей циркуляции реактора и, во-вторых, в том, что все обслуживание реактора производится сверху, вследствие чего конструкция нижней части реактора сильно упрощается.

Задача теплового расчета технологического канала с обратной трубкой при заданной его мощности заключается в определении температуры теплоносителя на входе во внутреннюю трубу и на выходе из нее и в определении теплообмена канала с окружающим его замедлителем. Примем следующие упрощающие допущения:



1. Внутренняя и внешняя трубы имеют одинаковую рабочую длину, равную высоте активной зоны реактора.

2. Температура замедлителя $t_м$ °C постоянна.

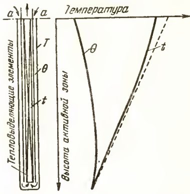


Рис. 6-5. Изменение температур по длине технологического канала с обратной трубкой.

3. Выделение тепла во внутренней трубе на единицу ее длины постоянно и равно q *ккал/м ч*.

4. Коэффициенты теплопередачи k_1 и k_2 для внутренней и внешней труб постоянны.

Обозначим температуру теплоносителя во внешней трубе через θ и во внутренней трубе через t. За начало координат примем точку, соответствующую верхнему сечению технологического канала *а-а* (рис. 6-5). Дифференциальное уравнение для внутренней трубы:

$$-W dt = q\, dx - k_1 (t - \theta)\, dx; \qquad (6\text{-}94)$$

для наружной трубы при отдаче ею тепла в замедлитель

$$W\, d\theta = k_1 (t - \theta)\, dx - k_2 (\theta - t_м)\, dx. \qquad (6\text{-}95)$$

Здесь $W = Dc_p$, где D — расход теплоносителя, *кг/ч*; c_p — его теплоемкость, *ккал/кг* °C. Произведение Dc_p называют водяным эквивалентом потока теплоносителя. В уравнении (6-95) принято, что температура $t_м$ замедлителя ниже, чем температура θ теп-

лоносителя во внешней трубе. Делим оба уравнения на Wdx:

$$-\frac{dt}{dx}=\frac{q}{W}-\frac{k_1}{W}(t-\theta); \quad (6\text{-}96)$$

$$\frac{d\theta}{dx}=\frac{k_1}{W}(t-\theta)-\frac{k_2}{W}(\theta-t_M) \quad (6\text{-}97)$$

и приводим их к виду:

$$\frac{k_1}{W}(t-\theta)-\frac{q}{W}-\frac{dt}{dx}=0; \quad (6\text{-}98)$$

$$\frac{k_2}{W}(\theta-t_M)-\frac{k_1}{W}(t-\theta)+\frac{d\theta}{dx}=0. \quad (6\text{-}99)$$

Из последнего уравнения

$$t=\frac{k_2}{k_1}(\theta-t_M)+\frac{W}{k_1}\cdot\frac{d\theta}{dx}+\theta. \quad (6\text{-}100)$$

Подставим это значение в уравнение (6-98):

$$\frac{k_1}{W}\left[\frac{k_2}{k_1}(\theta-t_M)+\frac{W}{k_1}\cdot\frac{d\theta}{dx}\right]-\frac{q}{W}-\left[\frac{k_2}{k_1}\cdot\frac{d\theta}{dx}+\frac{Wd^2\theta}{k_1dx^2}+\frac{d\theta}{dx}\right]=0. \quad (6\text{-}101)$$

Путем простых преобразований приводим это уравнение к следующему виду:

$$\frac{d^2\theta}{dx^2}+\frac{k_2}{W}\cdot\frac{d\theta}{dx}-\frac{k_1k_2}{W^2}\theta+\frac{k_1k_2}{W^2}\left(t_M+\frac{q}{k_2}\right)=0. \quad (6\text{-}102)$$

Обозначим $\frac{k_2}{W}=a$ и $\frac{k_1}{W}=b$; тогда

$$\frac{d^2\theta}{dx^2}+a\frac{d\theta}{dx}-ab\theta+ab\left(t_M+\frac{q}{k_2}\right)=0. \quad (6\text{-}103)$$

Переходим теперь к уравнению (6-98), из которого получаем:

$$\theta=t-\frac{q}{k_1}-\frac{W}{k_1}\cdot\frac{dt}{dx}. \quad (6\text{-}104)$$

Подставляем эту величину в уравнение (6-99):

$$\frac{k_2}{W}\left(t-\frac{q}{k_1}-\frac{W}{k_1}\cdot\frac{dt}{dx}-t_M\right)-\frac{k_1}{W}\left(\frac{q}{k_1}+\frac{W}{k_1}\cdot\frac{dt}{dx}\right)+$$
$$+\frac{dt}{dx}-\frac{W}{k_1}\cdot\frac{d^2t}{dx^2}=0. \quad (6\text{-}105)$$

Это уравнение приводится к виду:

$$\frac{d^2t}{dx^2}+\frac{k_2}{W}\cdot\frac{dt}{dx}-\frac{k_1k_2}{W^2}t+\frac{k_1k_2}{W^2}\left(t_M+\frac{q}{k_1}+\frac{q}{k_2}\right)=0, \quad (6\text{-}106)$$

или

$$\frac{d^2t}{dx^2}+a\frac{dt}{dx}-abt+ab\left(t_M+\frac{q}{k_1}+\frac{q}{k_2}\right)=0. \qquad (6\text{-}107)$$

Таким образом, для θ и t получены два линейных дифференциальных уравнения второго порядка: (6-103) и (6-107), имеющих общее характеристическое уравнение:

$$z^2+az-ab=0. \qquad (6\text{-}108)$$

Корни этого уравнения:

$$\alpha=\frac{-a+\sqrt{a^2+4ab}}{2}=\frac{-k_2+\sqrt{k_2^2+4k_1k_2}}{2W}; \qquad (6\text{-}109)$$

$$\beta=\frac{-a-\sqrt{a^2+4ab}}{2}=\frac{-k_2-\sqrt{k_2^2+4k_1k_2}}{2W}. \qquad (6\text{-}110)$$

Решения уравнений (6-103) и (6-107):

$$\theta=A_1e^{\alpha x}+A_2e^{\beta x}+\frac{q}{k_2}; \qquad (6\text{-}111)$$

$$t=B_1e^{\alpha x}+B_2e^{\beta x}+t_M+\frac{q}{k_1}+\frac{q}{k_2}. \qquad (6\text{-}112)$$

Для определения постоянных интегрирования A_1, A_2, B_1 и B_2 имеем следующие краевые условия:

1. При $x=0$ $\theta=\theta_0$.
2. При $x=l$ $\theta_l=t_l$.
3. При $x=l$ $\frac{d\theta}{dx}=-\frac{k_2}{W}(\theta_l-t_M)$.
4. При $x=l$ $\frac{dt}{dx}=-\frac{q}{W}$.

В соответствии с этими условиями составляем четыре уравнения:

$$\theta_0=A_1+A_2+t_M+\frac{q}{k_2}. \qquad (I)$$

$$A_1e^{\alpha l}+A_2e^{\beta l}=B_1e^{\alpha}+B_2e^{\beta l}+\frac{q}{k_1}. \qquad (II)$$

$$A_1\alpha e^{\alpha l}+A_2\beta e^{\beta l}=-\frac{k_2}{W}\left(A_1e^{\alpha l}+A_2e^{\beta l}+\frac{q}{k_2}\right). \qquad (III)$$

$$B_1\alpha e^{\alpha l}+B_2\beta e^{\beta l}=-\frac{q}{W}. \qquad (IV)$$

Из уравнения (I) находим:

$$A_1=\theta_0-t_M-\frac{q}{k_2}-A_2. \qquad (6\text{-}113)$$

Подставляем это значение в уравнение (III):

$$\left(\theta_0 - t_M - \frac{q}{k_2}\right)\alpha e^{\alpha l} - A_2\alpha e^{\alpha l} + A_2\beta e^{\beta l} =$$

$$= -\frac{k_2}{W}\left(\theta_0 - t_M - \frac{q}{k_2}\right)e^{\alpha l} + \frac{k_2}{W}e^{\alpha l} - \frac{k_2}{W}A_2 e^{\beta l} - \frac{q}{W}. \quad (6\text{-}114)$$

Из этого уравнения находим:

$$A_2 = \frac{\left(\theta_0 - t_M - \frac{q}{k_2}\right)\left(\alpha - \frac{k_2}{W}\right)e^{\alpha l} + \frac{q}{W}}{e^{\alpha l}\left(\alpha + \frac{k_2}{W}\right) - e^{\beta l}\left(\beta + \frac{k_2}{W}\right)}. \quad (6\text{-}115)$$

Но из соотношений (6-109) и (6-110) следует:

$$\alpha + \frac{k_2}{W} = -\beta; \quad (6\text{-}116)$$

$$\beta + \frac{k_2}{W} = -\alpha. \quad (6\text{-}117)$$

Подставим эти значения в выражение (6-115):

$$A_2 = \frac{-\left(\theta_0 - t_M - \frac{q}{k_2}\right)\beta e^{\alpha l} + \frac{q}{W}}{\alpha e^{\beta l} - \beta e^{\alpha l}}. \quad (6\text{-}118)$$

Далее, пользуясь соотношением (6-113), получим:

$$A_1 = \frac{\left(\theta_0 - t_M - \frac{q}{k_2}\right)\alpha e^{\beta l} - \frac{q}{W}}{\alpha e^{\beta l} - \beta e^{\alpha l}}. \quad (6\text{-}119)$$

Следовательно,

$$\theta = \frac{\left[\left(\theta_0 - t_M - \frac{q}{k_2}\right)\alpha e^{\beta l} - \frac{q}{W}\right]e^{\alpha x} + \left[-\left(\theta_0 - t_M - \frac{q}{k_2}\right)\beta e^{\alpha l} + \frac{q}{W}\right]e^{\beta x}}{\alpha e^{\beta l} - \beta e^{\alpha l}} +$$

$$+ t_M + \frac{q}{k_2}. \quad (6\text{-}120)$$

Путем подстановки $x = l$ получаем следующее выражение для температуры теплоносителя при повороте потока во внутреннюю трубу:

$$\theta_l = \frac{\left(\theta_0 - t_M - \frac{q}{k_2}\right)e^{\alpha l}e^{\beta l}(\alpha - \beta) - \frac{q}{W}(e^{\alpha l} - e^{\beta l})}{\alpha e^{\beta l} - \beta e^{\alpha l}} + t_M + \frac{q}{k_2}. \quad (6\text{-}121)$$

Что касается температуры теплоносителя на выходе из внутренней трубы $t_{x=0}$, то ее можно было бы вычислить, решив уравнения (II) и (IV) относительно B_1 и B_2. Более удобный способ

заключается в определении этой температуры из баланса тепла в канале. Для этого надо определить количество тепла, переданного замедлителю:

$$Q_M = \int\limits_{x=0}^{x=l} k_2 (\theta - t_M)\, dx. \qquad (6\text{-}122)$$

Подставим в этот интеграл значение θ по уравнению (6-111):

$$Q_M = k_2 \int\limits_{x=0}^{x=l} \left(A_1 e^{\alpha x} + A_2 e^{\beta x} + \frac{q}{k_2} \right) dx = = k_2 \left(\frac{A_1}{\alpha} e^{\alpha x} + \frac{A_2}{\beta} e^{\beta x} + \frac{qx}{k_2} \right)_{x=0}^{x=l}. \qquad (6\text{-}123)$$

После подстановки пределов получим:

$$Q_M = k_2 \left[\frac{A_1}{\alpha} (e^{\alpha l} - 1) + \frac{A_2}{\beta} (e^{\beta l} - 1) + \frac{ql}{k_2} \right] \text{ ккал/ч}. \qquad (6\text{-}124)$$

Температура теплоносителя на выходе из технологического канала

$$t_{x=0} = \theta_0 + \frac{ql - Q_M}{W} = \theta_0 - \frac{k_2}{W} \left[\frac{A_1}{\alpha} (e^{\alpha l} - 1) + \frac{A_2}{\beta} (e^{\beta l} - 1) \right] \text{ °C}. \qquad (6\text{-}125)$$

Если теплоноситель во внешнем кольцевом зазоре отдает тепло замедлителю, то максимальная температура теплоносителя во внешней трубе может оказаться не в точке поворота теплоносителя, а несколько ближе, как представлено на рис. 6-5. Чтобы определить местоположение максимума температуры теплоносителя во внешней трубе, нужно решить уравнение

$$\frac{d\theta}{dx} = A_1 e^{\alpha x} \alpha + A_2 e^{\beta x} \beta = 0. \qquad (6\text{-}126)$$

Решение этого уравнения дает:

$$x_{макс} = \frac{\ln \frac{A_2 \beta}{A_1 \alpha}}{\alpha - \beta} \text{ м}. \qquad (6\text{-}127)$$

Обычно теплообмен между технологическим каналом и замедлителем незначителен по сравнению с количеством тепла, выделяющимся в технологическом канале. Поэтому при расчете мощности технологического канала с обратной трубкой можно этот теплообмен не принимать во внимание и учитывать его влияние на температуру теплоносителя на выходе из активной части технологического канала в виде поправки к расчету.

6-6. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ КАНАЛ С ПРУТКОВЫМИ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Схема канала, загруженного прутковыми тепловыделяющими элементами, показана на рис. 6-1,*г*.

Обозначим через n количество прутков в канале, через d_1 — диаметр прутка и через $d_к$ — внутренний диаметр трубы технологического канала. Эквивалентный диаметр свободного сечения канала

$$d_э = \frac{4F}{P} = \frac{d_к^2 - nd_1^2}{d_к + nd_1} \text{ м}. \qquad (6\text{-}128)$$

Живое сечение потока, приходящееся на один пруток,

$$f_ж = 0{,}785\left(\frac{d_к^2}{n} - d_1^2\right) = 0{,}785\,(d_2^2 - d_1^2) \text{ м}^2. \qquad (6\text{-}129)$$

В этой формуле

$$d_2 = \frac{d_к}{\sqrt{2}} \text{ м} \qquad (6\text{-}130)$$

— диаметр условного „однопруткового“ технологического канала, равноценного по теплоотдаче на один пруток и гидравлическому сопротивлению действительному технологическому каналу.

Эквивалентный диаметр можно выразить через d_2:

$$d_э = (d_2 - d_1)\frac{d_2 + d_1}{\frac{d_2}{\sqrt{n}} + d} \text{ м}. \qquad (6\text{-}131)$$

Пользуясь значениями d_2 и $d_э$, определяемыми по формулам (6-130) и (6-131), можно в данном случае вести тепловой расчет, как для технологического канала, имеющего внутренний диаметр d_2, эквивалентный диаметр $d_э$ с центрально размещенным в нем стержневым тепловыделяющим элементом, имеющим диаметр d_1. Таким образом, задача сводится к случаю, рассмотренному в § 6-3.

В сборке из равномерно размещенных прутковых тепловыделяющих элементов, находящейся в замедлителе, поток тепловых нейтронов убывает от периферии к центру вследствие поглощения нейтронов ураном. Поэтому чем ближе к стенке канала находится пруток, тем больше его мощность. Центральный пруток сборки имеет минимальную мощность. При недостаточном перемешивании потока теплоносителя в технологическом канале температура теплоносителя будет максимальной на периферии сборки и минимальной — в ее центре. Недостаточность перемешивания потока теплоносителя приводит к снижению мощности технологического канала по сравнению со случаем идеального перемешивания. Можно указать два способа борьбы с этим эффектом. Первый способ заключается в установке по длине

канала перемешивающих устройств. Второй способ состоит в профилировании сборки: в центральной части сборки прутки размещаются теснее, чем в периферийной. Такое неравномерное размещение прутков обеспечивает больший проток теплоносителя вокруг периферийных прутков сборки, в результате чего мощность технологического канала повышается.

6-7. ВНУТРЕННИЙ ТЕПЛООТВОД

В тепловых расчетах ядерных реакторов иногда возникает задача отвода тепла от массивного тела с внутренними источниками тепла, например: охлаждение графитового замедлителя

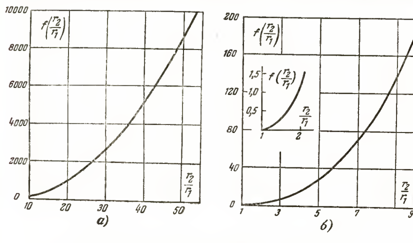


Рис. 6-6. Функция $f\left(\frac{r_2}{r_1}\right)=\frac{r_2^2}{r_1^2}\ln\frac{r_2}{r_1}-\frac{1}{2}\left(\frac{r_2^2}{r_1^2}-1\right)$.

или отражателя, стальной защиты или, наконец, тепловыделяющего элемента, выполненного в виде цилиндра большого диаметра. Эта задача может быть решена путем размещения внутри тела каналов, по которым движется охлаждающая среда.

Пусть в неограниченном теле равномерно распределены источники тепла, создающие объемное теплонапряжение q_v, *ккал/м³ч*, и цилиндрические каналы с параллельными осями, имеющие радиус r_1, через которые движется охлаждающая среда с температурой $\theta=\text{const}$. Примем, что коэффициент теплоотдачи от поверхности тела к охлаждающей среде α и коэффициент теплопроводности вещества тела λ не зависят от температуры. С каким шагом s следует разместить охлаждающие каналы, для того чтобы максимальная температура в теле не превысила заданного значения t_2?

Уравнения (6-69) и (6-81) дают возможность приближенного решения этой задачи. Будем считать, что r_2— радиус охлаждения вокруг каждого отверстия, причем на окружности, проведенной этим радиусом, имеет место условие $\frac{dt}{dr}=0$.

Так как $t_2=t_1+\Delta t$, где t_1 — температура стенки канала, пользуясь уравнениями (6-69) и (6-81), получим:

$$t_2=\theta+\frac{q_v r_1}{2\alpha}\left(\frac{r_2^2}{r_1^2}-1\right)+r_1^2\frac{q_v}{2\lambda}\left[\frac{r_2^2}{r_1^2}\ln\frac{r_2}{r_1}-\frac{1}{2}\left(\frac{r_2^2}{r_1^2}-1\right)\right]\ {}^\circ\text{C}. \quad (6\text{-}132)$$

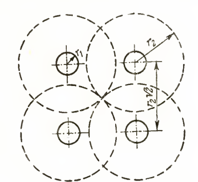


Рис. 6-7. Размещение охлаждающих каналов в массивном теле с внутренними источниками тепла.

Из этого выражения можно определить величину r_2. Практически удобнее пользоваться выражением

$$t_2-t_1=r_1^2\frac{q_v}{2\lambda}\left[\frac{r_2^2}{r_1^2}\ln\frac{r_2}{r_1}-\frac{1}{2}\left(\frac{r_2^2}{r_1^2}-1\right)\right]=r_1^2\frac{q_v}{2\lambda}f\left(\frac{r_2}{r_1}\right)\ {}^\circ\text{C}, \quad (6\text{-}133)$$

где

$$f\left(\frac{r_2}{r_1}\right)=\frac{r_2^2}{r_1^2}\ln\frac{r_2}{r_1}-\frac{1}{2}\left(\frac{r_2^2}{r_1^2}-1\right). \quad (6\text{-}134)$$

Эта функция представлена на рис. 6-6. Задаваясь значениями r_1 и Δt, можно из уравнения (6-133) определить значение функции (6-134):

$$f\left(\frac{r_2}{r_1}\right)=\frac{\Delta t}{r_1^2}\cdot\frac{2\lambda}{q_v}, \quad (6\text{-}135)$$

а затем по рис. 6-6 или формуле (6-134) определить величину отношения $\frac{r_2}{r_1}$. Далее, очевидно, что $s<2r_2$. С другой стороны,

из рис. 6-7 следует, что $s > r_2\sqrt{2}$. С достаточным запасом можно принять, что $s = 1{,}5r_2$. Тогда необходимое количество охлаждающих каналов, приходящееся на 1 $м^2$ площади поперечного сечения, определяется по формуле

$$n = \frac{1}{(1{,}5r_2)^2} = \frac{0{,}445}{r_2^2}. \qquad (6\text{-}136)$$

Литература

М. А. Михеев, Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, изд. 2-е, 1949; изд. 3-е, 1956.

2. М. А. Михеев, В. А. Баум, К. Д. Воскресенский и О. С. Федынский, Теплоотдача расплавлеиных металлов, Сборик «Реакторостроеиие и теория реакторов», Доклады советской делегации иа Междуиародной конференции по мирному использоваиию атомиой эиергии, Женева, 1955, Издательство Академии иаук СССР, 1955.

3. С. З. Каган и А. В. Чечеткин, Органические высокотемпературиые теплоиосители и их применение в промышлеииости, Госхимиздат, 1951.

4. Теплофизические свойства вещества, Справочиик под ред. проф. Н. Б. Варгафтика, Госэнергоиздат, 1956.

5. В. Л. Волков, Теплопередача в катализаториой зоне коитактиого аппарата с трубками Фильда, «Химическое машииостроение», 1936, № 1, стр. 14—19.

Глава седьмая

МАТЕРИАЛЫ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА

7-1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В состав активной зоны реактора входят: ядерное горючее, замедлитель, теплоноситель, защитные оболочки тепловыделяющих элементов, конструкционные материалы технологических каналов, регулирующие и компенсирующие стержни. Выбор тех или иных материалов для этих составных частей активной зоны определяется, во-первых, условиями работы этих материалов в реакторе и, во-вторых, величиной поглощения ими тепловых нейтронов. Выбираемые материалы должны обладать достаточной коррозийной стойкостью и жаропрочностью. Они должны выдерживать большие дозы облучения без существенного ухудшения своих важнейших свойств. При выборе материалов нельзя упускать из виду то обстоятельство, что многие химические соединения разлагаются под действием реакторных излучений. Особенно большие радиационные нарушения могут возникнуть в тепловыделяющих элементах, материал которых не только подвергается воздействию гамма-квантов и нейтронов, но еще должен выдерживать «бомбардировку» тяжелыми осколками деления ядер. Осколки и плутоний, накапливаясь в уране, сами по себе, в силу только своего присутствия, постепенно изменяют свойства урана, превращая его в своеобразный сплав. При неудачной технологии изготовления тепловыделяющих элементов радиационные нарушения могут привести к значительным деформациям этих элементов и застреванию их в технологических каналах.

В качестве теплоносителя желательно выбирать такие вещества, которые не слишком сильно активизируются в активной зоне реактора. Это положение относится также к конструкционным материалам технологических каналов. Если эти материалы не приобретают в реакторе долгоживущей наведенной радиоактивности, то разгруженные технологические каналы в случае необходимости после непродолжительной выдержки можно осмотреть и даже отремонтировать. В противном случае технологические каналы, побывавшие в работающем реакторе, становятся недоступными из-за их радиоактивности.

Все материалы активной зоны, за исключением делящихся веществ, регулирующих и компенсирующих стержней, должны обладать малым поглощением тепловых нейтронов. В табл. 7-1 приведены химические элементы (а также D_2O и H_2O), находящиеся при комнатной температуре в твердом состоянии и имеющие небольшие макроскопические сечения поглощения тепловых нейтронов, значительно меньшие, чем макроскопическое сечение поглощения природного урана. Вещества расположены в порядке возрастания их макроскопических сечений. В последней графе таблицы указана толщина вещества, эквивалентная по поглощению тепловых нейтронов 1 *мм* алюминия.

Данные табл. 7-1 относятся к чистым веществам. Те или иные примеси, наличие которых во многих случаях почти неизбежно, могут сильно увеличить сечение поглощения. В качестве примера можно указать на тяжелую воду D_2O, обычно имеющую небольшую примесь легкой воды H_2O. Пусть, например, эта примесь составляет всего лишь 0,2% по весу; определим, как она повлияет на макроскопическое сечение поглощения тяжелой воды. Для этого сначала переведем весовые доли содержания H_2O в объемные, пользуясь общей зависимостью, согласно которой объемная доля

$$v_1 = \frac{\frac{g_1}{\gamma_1}}{\sum\limits_1^n \frac{g}{\gamma}}, \tag{7-1}$$

где g — весовая доля и γ — удельный вес. Для нашего примера получим:

$$\gamma_{H_2O} = \frac{\frac{0,2}{1,0}}{\frac{0,2}{1,0} + \frac{99,8}{1,1}} = 0,0022.$$

Макроскопическое сечение поглощения для смеси

$$\Sigma_a^{см} = v_1\Sigma_{a1} + v_2\Sigma_{a2} + \ldots + v_n\Sigma_{an}. \tag{7-2}$$

Следовательно,

$$\Sigma_a = 0,0306 \cdot 10^{-3} \cdot 0,9978 + 21,273 \cdot 10^{-3} \cdot 0,0022 =$$
$$= 0,0305 \cdot 10^{-3} + 0,0468 \cdot 10^{-3} = 0,0773 \cdot 10^{-3}\ см^{-1}.$$

Таким образом, из-за примеси 0,2% H_2O макроскопическое сечение поглощения тяжелой воды увеличилось в 2,5 раза. Другим примером может служить металл цирконий, имеющий постоянного спутника—металл гафний с макроскопическим сечением поглощения $\Sigma_a = 4\,760 \cdot 10^{-3}\ см^{-1}$, тогда как у циркония $\Sigma_a = 7,74 \cdot 10^{-3}\ см^{-1}$. В природном цирконии содержится около 2%

гафния. Очистка от гафния существенно удорожает цирконий, но если в цирконии останется после очистки всего лишь 0,2% гафния, то Σ_a циркония будет равно 12,7 $см^{-1}$, т. е. на 68% больше, чем у чистого циркония.

Таблица 7-1

Вещества с малым поглощением тепловых нейтронов

Вещество	Атомный или молекулярный вес	Удельный вес γ, $г/см^3$	Число ядер в 1 $см^3$ $N \cdot 10^{-24}$	Сечение поглощения		Эквивалент 1 *мм* алюминия, *мм*
				σ_a, барн	$\Sigma_a \cdot 10^3$, $см^{-1}$	
Тяжелая вода	20,0	1,107	0,0333	$0,92 \cdot 10^{-3}$	0,0306	453,0
Углерод	12,01	1,65	0,0827	$3,2 \cdot 10^{-3}$	0,265	52,4
Висмут	209	9,80	0,0281	$32 \cdot 10^{-3}$	0,90	15,4
Бериллий	9,01	1,85	0,1237	$10 \cdot 10^{-3}$	1,237	11,2
Магний	24,32	1,74	0,0431	$63 \cdot 10^{-3}$	2,71	5,12
Свинец	207,21	11,34	0,0330	0,17	5,61	2,47
Фосфор	30,98	1,82	0,0354	0,19	6,72	2,06
Кремний	28,06	2,33	0,0519	0,13	6,75	2,05
Рубидий	85,48	1,53	0,0108	0,70	7,56	1,83
Цирконий	91,22	6,5	0,0423	0,18	7,74	1,82
Кальций	40,08	1,55	0,0233	0,43	10,02	1,39
Натрий	23,0	0,97	0,0254	0,505	12,82	1,08
Алюминий	26,97	2,7	0,0603	0,23	13,87	1,00
Барий	137,36	3,5	0,0154	1,17	17,95	0,77
Сера	32,07	2,07	0,0389	0,49	19,06	0,73
Стронций	87,63	2,60	0,0177	1,16	20,53	0,68
Церий	140,13	6,78	0,0296	0,70	20,72	0,67
Природная вода	18,0	1,00	0,0335	0,638	21,373	0,65
Олово	118,7	7,30	0,0370	0,60	22,20	0,62
Калий	39,10	0,86	0,0137	1,97	26,00	0,53

Эти примеры наглядно показывают, какое большое значение имеет чистота материалов, применяемых в активной зоне реактора, и какие высокие требования по чистоте предъявляются к этим материалам. Удовлетворение этих требований обычно вызывает резкое повышение стоимости материалов. Для проверки чистоты применяемых металлов приходится применять специальные методы анализа, позволяющие определить ничтожные примеси таких, например, металлов, как кадмий и бор, имеющих большие сечения поглощения тепловых нейтронов. У кадмия макроскопическое поперечное сечение поглощения в 320 раз больше, чем у урана, и почти в 10 000 раз больше, чем у алюминия. Поэтому уже стотысячные весовые доли кадмия существенно влияют на суммарное сечение поглощения металла, в котором имеется эта примесь.

Для получения надежных результатов иногда наряду с проведением химических или спектрографических анализов проводят так называемое физическое испытание материала. Некоторое количество испытываемого материала вводят в экспериментальный реактор, оборудованный чувствительным регулирующим

устройством. По изменению реактивности реактора можно определить величину захвата тепловых нейтронов загруженным в реактор образцом и найти поперечное сечение поглощения материала.

7-2. ЯДЕРНОЕ ГОРЮЧЕЕ

Важнейшим ядерным горючим является уран. Плутоний, вероятно, следует считать вторым по значимости ядерным горючим, но, к сожалению, об этом металле и его использовании в энергетических ядерных реакторах имеется мало опубликованных сведений. Существенным недостатком плутония является его высокая токсичность, обусловленная большой α-радиоактивностью и сильно стесняющая обращение с плутонием. Предельно допустимые концентрации Pu^{239} в воде и воздухе в 2,5—4 раза меньше, чем предельно допустимые концентрации радия, и на несколько порядков меньше, чем для других (нетрансурановых) радиоактивных элементов. Высокая радиотоксичность приводит к необходимости проводить обработку плутония внутри специальной герметичной аппаратуры. Это обстоятельство очень усложняет производство тепловыделяющих элементов из плутония.

Температура плавления плутония равна 632±7° С. Плутоний имеет пять аллотропических модификаций, из которых каждая устойчива в своей температурной области. Теплопроводность плутония мала. Из-за низких температур фазовых переходов и малой теплопроводности плутоний, вероятнее всего, будет применяться в сплавах с ураном с преобладанием урана, так что структура сплава будет определяться ураном. В табл. 7-2 приведены некоторые данные по фазовым состояниям плутония.

Таблица 7-2

Аллотропические состояния плутония

Фаза	Температурные пределы, °C	Кристаллическая структура	Изменение объема Δv, %	Удельный вес, $г/см^3$	Средний коэффициент линейного расширения
Альфа	Ниже 122	Орторомбическая, как у урана	—	19,8	$55\cdot10^{-6}$
Бета	122—206	Неизвестна	8,9	17,8	$35\cdot10^{-6}$
Гамма	206—319	»	2,4	17,2	$36\cdot10^{-6}$
Дельта	319—451	Гранецентрированная кубическая	6,7	16,0	$21\cdot10^{-6}$
Эпсилон	451—632	Объемно-центрированная кубическая	—3,4	16,4	$4\cdot10^{-6}$

Количества плутония, накапливающегося в тепловыделяющих элементах реакторов, могут составлять от нескольких сот граммов до нескольких килограммов на 1 *т*. Выделение плутония из

отработавших тепловыделяющих элементов должно производиться только на радиохимических плутониевых заводах. Одновременно с выделением плутония на этих заводах может осуществляться очистка урана от радиоактивных осколков деления. Эта очистка необходима для повторного использования урана с целью изготовления из него тепловыделяющих элементов.

Торий в будущем, возможно, найдет применение для ядерных реакторов-размножителей (бридеров) как источник делящегося тепловыми нейтронами изотопа урана — U^{233}, образующегося при облучении тория тепловыми нейтронами. Но в ближайшие годы вряд ли можно ожидать сколько-нибудь широкого использования тория в атомной энергетике.

Распространенность тория в земной коре примерно втрое больше распространенности урана, но торий менее концентрирован в горных породах, чем уран. Поэтому пригодные для промышленного использования месторождения тория встречаются значительно реже промышленных месторождений урана. Торий добывают из песков, содержащих минерал монацит — безводный фосфат элементов цериевой группы (Ce, La)PO_4, в котором эти элементы легко замещаются торием. Крупные месторождения монацитовых песков имеются в Индии и Бразилии. Пригодные для промышленного использования мировые геологические запасы тория оценивают в $1\cdot10^6$ *т*, что в 25 раз меньше запасов урана. Из-за малых по сравнению с ураном масштабов добычи стоимость тория, вероятно, выше стоимости урана. В табл. 7-3 приведены некоторые характеристики металлического тория.

Таблица 7-3

Физические свойства тория

Атомный вес	232,12
Плотность, *г/см³*	11,5—11,6
Температура плавления, °C	1 690±10°
Коэффициент линейного расширения:	
30—100° C	$11,5\cdot10^{-6}$
30—500° C	$11,9\cdot10^{-6}$
30—1 000° C	$12,5\cdot10^{-6}$
Теплоемкость, *ккал/кг°C*	0,0285
Теплопроводность, *ккал/м ч* °C:	
100° C	32,4
650° C	37,5
Кристаллическая структура: гранецентрированная кубическая, a_0	5,0871 Å

Механические свойства литого тория представлены на рис. 7-1.

Природный уран представляет собой смесь трех изотопов: U^{234} — 0,006%, U^{235} — 0,714% и U^{238} — 99,280%.

Теоретическая плотность урана, вычисленная по данным рентгеноструктурного анализа, составляет 19,13 *г/см³*. Металл в слитках и изделиях имеет плотность в пределах 18,6—19,0 *г/см³*.

Меньшей плотности обычно соответствует большее содержание графита в уране. Свежий излом урана имеет серебристый цвет. На воздухе уран быстро окисляется и покрывается бурой пленкой окислов, защищающей металл от дальнейшей коррозии при комнатной температуре.

Уран существует в трех аллотропических состояниях: альфа, бета и гамма, устойчивых в определенных пределах изменений

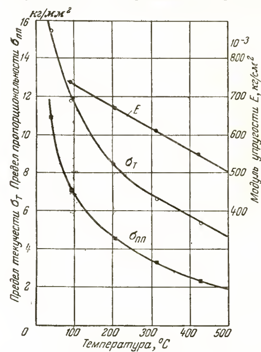


Рис. 7-1. Механические свойства литого тория.

температуры. Точки перехода соответствуют следующим температурам:

$$\left.\begin{aligned}\alpha-\beta&=661-663^\circ\,\mathrm{C}\\ \beta-\alpha&=652-660^\circ\,\mathrm{C}\end{aligned}\right\}\ \Delta t=11^\circ\,\mathrm{C};$$

$$\left.\begin{aligned}\beta-\gamma&=763-764^\circ\,\mathrm{C}\\ \gamma-\beta&=761-762^\circ\,\mathrm{C}\end{aligned}\right\}\ \Delta t=3^\circ\,\mathrm{C}.$$

Обычно принимают в качестве верхней границы α-фазы температуру 660° С и в качестве верхней границы β-фазы — температуру 760° С. Каждому аллотропическому состоянию урана соответствует своя кристаллическая структура. Альфа-фаза имеет орторомбическую решетку с константами $a_0=2{,}854$ Å; $b_0=5{,}867$ Å

и c_0=4,957 Å. Элементарная ячейка содержит четыре атома с межатомными расстояниями 2,8 и 3,3 Å. Напомним, что 1 ангстрем (1 Å) = 10^{-8} *см*. Бета-фаза имеет тетрагональную решетку с $a_0 = b_0$ = 10,590 Å и c_0=5,634 Å. В элементарной ячейке 30 атомов. Гамма-фаза имеет объемно-центрированную кубическую решетку с a_0=3,474 Å и двумя атомами в элементарной ячейке. В альфа-фазе уран обладает большой анизотропностью теплового расширения (табл. 7-4).

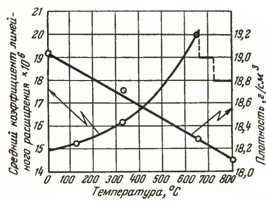


Рис. 7-2. Средний коэффициент линейного расширения и плотность урана в зависимости от температуры.

Приведенные в табл. 7-4 значения коэффициентов линейного расширения по кристаллографическим осям определены рентгенографическим методом. Дилатометрические измерения образцов урана дают значения коэффициентов линейного расширения в пре-

Таблица 7-4

Коэффициенты теплового расширения α-урана

	Интервалы температур, °C		
	25—125	25—325	25—650
Средний коэффициент линейного расширения в направлении осей кристалла:			
a_0 (100)	21,7·10⁻⁶	26,5·10⁻⁶	36,7·10⁻⁶
b_0 (010)	— 1,5·10⁻⁶	— 2,4·10⁻⁶	— 9,3·10⁻⁶
c_0 (001)	23,2·10⁻⁶	23,9·10⁻⁶	34,2·10⁻⁶
Объемный коэффициент теплового расширения	45,8·10⁻⁶	48,6·10⁻⁶	61,5·10⁻⁶
Среднее значение коэффициента линейного расширения	15,27·10⁻⁶	16,2·10⁻⁶	20,5·10⁻⁶

делах $3 \cdot 10^{-6}$—$22 \cdot 10^{-6}$ в зависимости от степени ориентации кристаллов в образцах. На рис. 7-2 показано изменение среднего коэффициента линейного расширения, а также плотности урана в зависимости от температуры.

Опытным путем установлено, что закалка урана из бета-фазы вызывает измельчание зерен металла и нарушает структурную направленность их расположения. Закаленный металл вследствие измельчения зерен и произвольности их ориентации приобретает как бы изотропную структуру. Показателем изотропности может служить коэффициент линейного расширения. Если в результате закалки изотропность достигнута, то коэффициент линейного расширения образца урана должен быть одинаков во всех направлениях и при комнатной температуре, как видно из рис. 7-2, близок к значению $15 \cdot 10^{-6}$. Как показано ниже, придание изотропности урановым сердечникам тепловыделяющих элементов путем их закалки или же легирования урана небольшими добавками других, допустимых по захвату тепловых нейтронов металлов, имеет большое значение для стойкости тепловыделяющих элементов в рабочих условиях реакторов. Под действием реакторного излучения урановые сердечники с анизотропными свойствами обнаруживают сильный рост кристаллов в определенных направлениях, что может вызвать деформацию и разрушение тепловыделяющих элементов. Анизотропность альфа-урана, возможно, сказывается и на других его свойствах, таких, как теплопроводность, однако точных данных по этому вопросу в литературе пока нет.

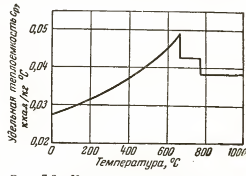


Рис. 7-3. Удельная теплоемкость урана в зависимости от температуры.

Изменение удельной теплоемкости урана в зависимости от температуры показано на рис. 7-3. Превращение $\alpha \to \beta$ происходит с поглощением тепла в количестве около 2,85 *ккал/кг* и $\beta \to \gamma$ — с поглощением около 4,75 *ккал/кг*. Уран плавится при температуре $1\,133 \pm 1°$ С и кипит при температуре около $3\,900°$ С. Теплота плавления составляет около 12 *ккал/кг*, теплота парообразования — около 400 *ккал/кг*.

Теплопроводность урана возрастает с увеличением температуры. С точностью, достаточной для практических расчетов, коэффициент теплопроводности урана может быть представлен в виде линейной зависимости от температуры:

$$\lambda = 21 + 0{,}02t \ \text{ккал/м ч °С}. \qquad (7\text{-}3)$$

Перейдем к рассмотрению механических свойств урана.

Вследствие сильной анизотропности альфа-урана его механические свойства в значительной мере зависят от ориентировки кристаллов в образце. Ориентировка же кристаллов зависит от технологии изготовления образцов и их термической обработки. Заметное влияние на механические свойства урана оказывают различные примеси. По американским данным уран нормальной чистоты содержит не выше 0,1% примесей, значительная часть которых приходится на углерод.

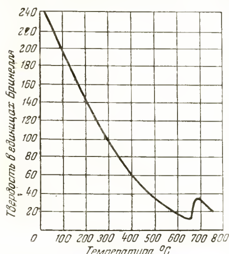


Рис. 7-4. Твердость урана в зависимости от температуры.

Средние показатели упругих свойств урана по литературным данным приведены в табл. 7-5. Необходимо отметить, что с увеличением количества загрязняющих примесей прочностные характеристики урана, особенно при высоких температурах, повышаются по сравнению с указанными в табл. 7-5 и 7-6.

Прочностные свойства урана быстро понижаются с повышением температуры (рис. 7-4 и табл. 7-6). Из табл. 7-6 видно, что температуры прокатки и отжига сильно влияют на механические свойства урана. Это влияние объясняется воздействием термообработки на размеры и расположение кристаллов металла в испытываемых образцах.

На рис. 7-5 показана зависимость модуля Юнга и коэффициента Пуассона от температуры прокатки (по Каммеру, Вигнесу и Кардиналу).

Таблица 7-5

Средние показатели упругих свойств урана при комнатной температуре

Показатель	Размерность	Величина
Модуль упругости при растяжении (Юнга)	кг/см²	$2{,}0\cdot10^6$
Коэффициент Пуассона	—	0,2
Модуль упругости при сдвиге	кг/см²	$0{,}85\cdot10^6$
Модуль упругости при сжатии (объемный)	кг/см²	$1{,}0\cdot10^6$
Ударная вязкость	кг/см³	0,025
Твердость по Бринелю	—	250
Предел текучести при деформации 0,1%	кг/мм²	20
Предел прочности	кг/мм²	60

Таблица 7-6

Механические свойства урана при повышенных температурах (по данным Селлера, образцы ∅ 12,8 *мм*)

Температура прокатки, °C	Отжиг в течение 12 *ч* при температуре, °C	Температура испытания, °C	Предел прочности, *кг/мм²*	Предел текучести, *кг/мм²*	Удлинение, %
300	600	20	77,7	30,1	6,8
300	700	20	44,8	17,2	8,5
600	600	20	62,0	18,2	13,5
600	700	20	43,4	17,5	6,0
300	600	300	24,5	12,3	49,0
600	600	300	22,4	13,3	43,0
	700	300	18,9	10,9	33,0
300	600	500	7,8	3,6	61,0
	700	500	7,4	4,9	44,0
600	700	500	7,4	3,9	57,0

На рис. 7-6 представлены характеристики крипа двух образцов урана, снятые при температуре 500° С. Оба образца были прокатаны при 600° С и отожжены: образец № 1 — в течение 10 *ч* при 700° С и в течение 10 *ч* при 600° С, образец № 2 — в течение 10 *ч* при 600° С.

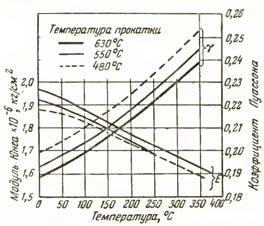


Рис. 7-5. Модуль Юнга E и коэффициент Пуассона ν для катаного урана в зависимости от температуры.

Обогащенный уран имеет повышенное по сравнению с природным ураном содержание U^{235}. Обогащение природного урана изотопом U^{235} производят в установках по разделению изотопов. Были предложены четыре различных метода для повышения содержания U^{235} в природном уране: диффузия через пористые перегородки, центрифугирование, термодиффузия и электромаг-

нитный метод. Практическая проверка этих методов показала, что наиболее экономичным является диффузионный метод, которым в настоящее время преимущественно и пользуются для обогащения урана. Этот метод основан на различии в скоростях диффузии через пористые перегородки газов, отличающихся друг от друга значениями атомного или молекулярного веса. Молекулы легкого газа диффундируют быстрее благодаря тому, что они имеют более высокую среднюю скорость, чем молекулы тяжелого газа. Для разделения этим методом изотопов урана используют газообразное соединение урана — шестифтористый уран, имеющий молекулы $U^{235}F_6$ и $U^{238}F_6$ с молекулярными весами 349 и 352. Скорости диффузии газов обратно пропорциональны корням квадратным из молекулярных весов, поэтому при однократном прохождении шестифтористого урана через пористую перегородку он будет обогащен соединением $U^{235}F_6$ в отношении

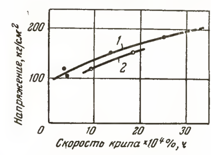


Рис. 7-6. Крип при 500° С двух образцов урана.

1 — образец № 1, зерно ⌀ 0,1 *мм*; *2* — образец № 2, зерно ⌀ 0,05 *мм*.

$$r = \sqrt{\frac{M_1}{M_2}} = \sqrt{\frac{352}{349}} = 1{,}0043. \qquad (7\text{-}4)$$

Величина r представляет собой отношение содержания выделяемого изотопа после обогащения к содержанию его в исходном продукте. Эту величину называют коэффициентом разделения. По мере увеличения количества продиффундировавшего через перегородку газа остаток газа перед перегородкой обедняется по содержанию легкого газа, и это обстоятельство приводит к постепенному уменьшению коэффициента разделения по сравнению с величиной идеального коэффициента разделения, определяемого по формуле (7-4). Таким образом, для шестифтористого урана действительный коэффициент разделения не превышает величины 1,003, если принять, что количество газа, продиффундировавшего через перегородку, равно половине подаваемого к перегородке газа.

Обозначим содержание атомов изотопов с массами m_1 и m_2 до разделения через n_1 и n_2 и после разделения—через n_1' и n_2'. Тогда

$$r = \frac{n_1'/n_2'}{n_1/n_2}. \qquad (7\text{-}4a)$$

В природном уране отношение содержаний U^{235} и U^{238} составляет:

$$\frac{n_1}{n_2}=\frac{0,714}{99,280}=\frac{1}{139}.$$

Если необходимо повысить обогащение, например, до 5%, т. е.

$$\frac{n_1'}{n_2'}=\frac{5}{95}=\frac{1}{19},$$

то следует достигнуть коэффициента разделения

$$r=\frac{1/_{19}}{1/_{139}}=7,32.$$

Поскольку при однократном прохождении шестифтористого урана через перегородку коэффициент разделения составляет

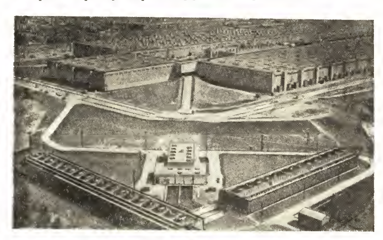


Рис. 7-7. Завод в Ок-Ридже (США) по разделению изотопов.

1,003, необходимое число ступеней n определится из соотношения

$$1,003^n=7,32.$$

Отсюда

$$n=\frac{\lg 7,32}{\lg 1,003}=665.$$

Для более высокого обогащения, близкого к 90%, количество ступеней, а следовательно, и необходимых для этого компрессоров достигает нескольких тысяч. Заводы газовой диффузии требуют поэтому огромных производственных площадей и расходуют очень большие количества электроэнергии. Вид одного

из американских диффузионных заводов, построенного в Ок-Ридже (штат Теннеси), показан на рис. 7-7.

Шестифтористый уран токсичен и обладает большой коррозийной агрессивностью, поэтому компрессоры и другая аппаратура завода газовой диффузии должны быть выполнены из специальных материалов высокой коррозийной стойкости и должны обладать вакуумной плотностью.

Высокая стоимость сооружения и эксплуатации заводов газовой диффузии для урана, а также наличие большого количества неиспользуемых отходов в виде урана, обедненного по содержанию U^{235}, вызывают значительное увеличение стоимости обогащенного урана по сравнению с природным, даже при небольших степенях обогащения (см. приложение IV).

Вопросы, касающиеся стоимости ядерного горючего и ее влияния на экономику атомной энергетики, рассмотрены в гл. 9 настоящей книги.

7-3. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ В СТЕРЖНЕВОМ УРАНОВОМ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕМ ЭЛЕМЕНТЕ ПРИ РАВНОМЕРНОМ ОТВОДЕ ТЕПЛА

Распределение температуры внутри сердечника стержневого тепловыделяющего элемента следует закону параболы. Если выделение тепла в уране происходит равномерно и тепло равномерно отводится с цилиндрической поверхности тепловыделяющего элемента, то вершина температурной параболы совпадает с центральной осью сердечника. Если пренебречь при этом охлаждающим действием торцов, то можно считать, что температура сердечника является функцией радиального расстояния r. В этом случае при нагревании ось тепловыделяющего элемента сохранит свою первоначальную прямолинейность, поперечные сечения изогнутся по параболе, а в сердечнике появятся механические напряжения, которые уничтожат температурное расширение внутри сердечника.

Уравнение температурного поля при равномерном выделении тепла, равном q_v *ккал/м³ ч*, имеет вид:

$$t = t_0 + \frac{q_v R^2}{4\lambda}\left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right] \text{°C}. \qquad (7\text{-}5)$$

Здесь t_0 — температура на поверхности сердечника, °C;
R — радиус сердечника, *м*;
λ — коэффициент теплопроводности сердечника, *ккал/м ч °C*.

Температурные напряжения в сердечнике тепловыделяющего элемента определяются по известным формулам теории упругости:

Радиальное напряжение

$$\sigma_r = \frac{\alpha E}{1-\nu}\left(\frac{1}{R^2}\int_0^R tr\,dr - \frac{1}{r^2}\int_0^r tr\,dr\right). \qquad (7\text{-}6)$$

Тангенциальное напряжение

$$\sigma_\theta = \frac{\alpha E}{1-\nu}\left(-t + \frac{1}{R^2}\int_0^R tr\,dr + \frac{1}{r^2}\int_0^r tr\,dr\right). \qquad (7\text{-}7)$$

Осевое напряжение

$$\sigma_z = \varepsilon_z E + \frac{\alpha E}{1-\nu}\left(-t + \frac{2\nu}{R^2}\int_0^R tr\,dr\right). \qquad (7\text{-}8)$$

В последней формуле постоянная продольная деформация ε_z подбирается таким образом, чтобы равнодействующая нормальных усилий, распределенных по площади поперечного сечения сердечника, обращалась в нуль:

$$2\pi\int_0^R \sigma_z r\,dr = 0. \qquad (7\text{-}9)$$

Совместное решение уравнений (7-8) и (7-9) дает:

$$\varepsilon_z = \alpha\left(t_0 + \frac{\Delta t}{2}\right). \qquad (7\text{-}10)$$

Интегрирование выражений (7-6)—(7-8) с подстановкой значения температуры по формуле (7-5) дает следующие значения температурных напряжений:

Радиальное напряжение

$$\sigma_r = \frac{\alpha E}{1-\nu}\cdot\frac{\Delta t}{4}\left[\left(\frac{r}{R}\right)^2 - 1\right]. \qquad (7\text{-}11)$$

Тангенциальное напряжение

$$\sigma_\theta = \frac{\alpha E}{1-\nu}\Delta t\left\{\left(\frac{r}{R}\right)^2 - \frac{1}{4}\left[1 + \left(\frac{r}{R}^2\right)\right]\right\}. \qquad (7\text{-}12)$$

Осевое напряжение

$$\sigma_z = \frac{\alpha E}{1-\nu}\cdot\frac{\Delta t}{2}\left[2\left(\frac{r}{R}\right)^2 - 1\right]. \qquad (7\text{-}13)$$

В интервале температур 50—600° С величина $\frac{\alpha E}{1-\nu}$ для урана практически имеет постоянное значение:

$$\frac{\alpha E}{1-\nu} \approx 0{,}35 \ \text{кг/мм}^2\,{}^\circ\text{C}.$$

На рис. 7-8 показаны распределения напряжений в сердечнике уранового тепловыделяющего элемента при разности температур между центром и поверхностью сердечника $\Delta t = 1$ ° С. Максимальную величину имеют тангенциальное и осевое напряжения. В максимуме, имеющем место на поверхности сердечника, оба эти напряжения равны друг другу по величине:

$$\sigma_{\theta_{r=R}} = \sigma_{z_{r=R}} = 0{,}5 \frac{\alpha E}{1 - \nu} \Delta t \approx 0{,}175 \Delta t \ \textit{кг/мм}^2. \quad (7\text{-}14)$$

Заменив разность температур между центром и поверхностью сердечника Δt по формуле (6-55), получим:

$$\sigma_\theta^{макс} = \sigma_z^{макс} = 11 \cdot 10^{-3} \frac{q_v d^2}{\lambda} \ \textit{кг/мм}^2. \quad (7\text{-}14а)$$

Из этой формулы видно, что уменьшение диаметра сердечника является эффективным способом снижения максимальных температурных напряжений, поскольку эти напряжения пропорциональны квадрату диаметра. Пусть, например, задано, что температура поверхности сердечника равна 500° С. По табл. 7-6 предел текучести урана при этой температуре составляет около 4 *кг/мм²*. Примем диаметр сердечника равным 5 *мм* и определим по (7-14а), какую теплонапряженность q_v можно допустить в сердечнике при условии, чтобы предел текучести не был превзойден:

$$q_v = \frac{\sigma^{макс} \lambda}{11 \cdot 10^{-3} d^2} = \frac{4 \cdot 30}{11 \cdot 10^{-3} \cdot 25 \cdot 10^{-6}} = 0{,}435 \cdot 10^9 \ \textit{ккал/м}^3\, \textit{ч},$$

или

$$N_{уд} = \frac{0{,}435 \cdot 10^9}{860 \cdot 18\,700} = 27 \ \textit{квт/кг}.$$

Если увеличить диаметр сердечника до 25 *мм*, то допустимая удельная мощность снизится до 1,08 *квт/кг*. При более высоком энерговыделении максимальные напряжения превзойдут предел текучести. Представляет ли это опасность для работы тепловыделяющего элемента? Пусть, например, температура поверхности сердечника равна 300° С, а разность температур между центром сердечника и его поверхностью составляет 200° С. В этом случае

$$\sigma_\theta^{макс} = \sigma_z^{макс} = 0{,}175 \cdot 200 = 35 \ \textit{кг/мм}^2.$$

Это напряжение превосходит не только предел текучести, но даже предел прочности урана, составляющий при температуре 300° С 20—25 *кг/мм²* (см. табл. 7-6). Поэтому формулы (7-11)—(7-13), относящиеся к упругим деформациям, неприменимы в данном случае для расчета напряжений. Поскольку напряжения превосходят предел текучести, в сердечнике тепловыделяющего элемента должно происходить пластическое течение металла, за счет которого появятся остаточные деформации,

а избыточные температурные напряжения будут сняты. При охлаждении тепловыделяющего элемента в его сердечнике появятся остаточные напряжения противоположного знака, которые также могут вызвать течение металла, если они превосходят предел текучести при комнатной температуре. В случае симметричного температурного поля температурные и остаточные напряжения практически не изменят формы тепловыделяющего элемента, но частая смена напряжений, т. е. цикличность нагрузки, может привести к нарушениям связи между оболочкой и сердечником, если эта связь осуществлена посредством жесткого сцепления, например путем диффузионной приварки оболочки к сердечнику. Если металл оболочки дает с ураном интерметаллические соединения, то промежуточный диффузионный слой между оболочкой и сердечником может оказаться непрочным. В большинстве случаев интерметаллические соединения отличаются хрупкостью и только в очень тонких слоях, порядка 1—2 *мк*, они обладают некоторой пластичностью. В толстых диффузионных слоях при частых теплосменах могут произойти растрескивания и отслоения. Плотность и однородность контакта между оболочкой и сердечником будут нарушены, и в результате нарушается симметричность отвода тепла по боковой поверхности тепловыделяющего элемента. Следовательно, нарушится и симметрия температурного поля в сердечнике. Появившиеся несимметричные температурные напряжения, превосходящие предел текучести, могут вызвать коробление урановых тепловыделяющих элементов. Поэтому резкие и частые изменения температур при наличии высоких температурных напряжений в сердечнике могут оказаться недопустимыми для таких урановых тепловыделяющих элементов, у которых оболочка прочно сцеплена с сердечником.

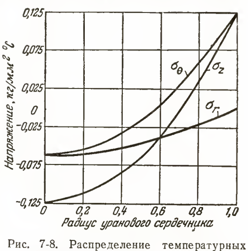


Рис. 7-8. Распределение температурных напряжений в урановом сердечнике.

По характеру контакта между оболочкой и сердечником существуют четыре типа тепловыделяющих элементов:

1) несцепленные тепловыделяющие элементы;

2) сцепленные тепловыделяющие элементы, у которых сцепление осуществляется путем диффузионной приварки оболочки к сердечнику непосредственно или через подслой какого-либо

третьего металла, повышающего прочность и пластичность сцепления и препятствующего развитию диффузии урана в оболочку;

3) тепловыделяющие элементы, у которых оболочка соединена с сердечником механическим способом, например путем загрубления поверхности сердечника или другим способом;

4) тепловыделяющие элементы с подслоем из жидких металлов или из металлов, пластичных при высоких температурах, например из эвтектики Na — K, магния и т. п.

Несцепленные тепловыделяющие элементы применяются при низких теплонапряженностях урана ($N_{уб} \leqslant 1$ *квт/кг*), например в экспериментальных реакторах малой мощности. Для улучшения теплоперехода от сердечника к оболочке, а также проверки герметичности оболочки в этих элементах применяют заполнение зазоров гелием.

При высоких тепловых нагрузках хороший тепловой контакт между оболочкой и урановым сердечником приобретает огромное значение для надежной работы энергетических ядерных реакторов. Поэтому вопрос о роли теплового контакта следует рассмотреть подробнее.

7-4. ЗНАЧЕНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО КОНТАКТА ОБОЛОЧКИ С СЕРДЕЧНИКОМ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА

При определении температуры сердечника сцепленного тепловыделяющего элемента обычно считают, что между оболочкой и сердечником имеется совершенный тепловой контакт, термическое сопротивление которого равно нулю. Допустим, что в стержневом тепловыделяющем элементе на некоторой доле его поверхности вдоль всей его образующей произошло отставание оболочки от сердечника. Будем сначала считать, что передача тепла через зазор между оболочкой и сердечником пренебрежимо мала, т. е. возникший зазор является совершенным тепловым изолятором. Определим для этих условий, как будет повышаться максимальная температура внутри сердечника.

Приближенный способ подсчета этой температуры заключается в следующем. Отставание оболочки на некоторой доле поверхности тепловыделяющего элемента увеличивает средний путь теплового потока в сердечнике, причем это увеличение будет тем больше, чем больше доля окружности, на которой отстала оболочка. Для тепловыделяющего элемента с оболочкой, повсюду одинаково плотно прилегающей к сердечнику, при равномерном отводе тепла с боковой поверхности максимальная длина пути теплового потока равна радиусу сердечника и максимум температуры находится в центре сердечника. Эта температура, как следует из формулы (6-55), равна:

$$\vartheta_{ц} = \vartheta_{пов} + \frac{q_v d^2}{16\lambda}\ ^\circ\mathrm{C}. \qquad (7\text{-}15)$$

При частичном отставании оболочки максимум температуры будет перемещаться от центра сердечника по направлению к участку поверхности с отставшей оболочкой, а при достаточно большой ширине этого участка вдоль окружности поперечного сечения тепловыделяющего элемента максимум температуры переместится на поверхность сердечника. Максимальная разность температур в сердечнике будет расти приблизительно пропорционально квадрату максимального пути теплового потока внутри сердечника.

Обозначим через α дугу, на которой сохранилось плотное прилегание оболочки к сердечнику. Тогда величина максимального пути теплового потока приближенно равна:

$$R = \frac{360}{\alpha} r \ м, \tag{7-16}$$

где r — радиус сердечника, *м*.

Максимальная разность температур в сердечнике

$$\Delta\vartheta_{макс} = \Delta\vartheta_{0макс}\left(\frac{R}{r}\right)^2 = \Delta\vartheta_{0макс}\left(\frac{360}{\alpha}\right)^2 \ °C. \tag{7-17}$$

Здесь $\Delta\vartheta_{0макс}$ — разность температур центра и поверхности сердечника у тепловыделяющего элемента с повсюду плотно прилегающей оболочкой.

Максимальная температура в сердечнике тепловыделяющего элемента

$$\vartheta_{макс} = \vartheta_{пов} + \Delta\vartheta_{макс} \ °C. \tag{7-18}$$

Здесь $\vartheta_{пов}$ — температура поверхности сердечника на участке, где сохранилось плотное прилегание оболочки к сердечнику. Если температура теплоносителя равна $t°$ C, а температура поверхности тепловыделяющего элемента в нормальных условиях равна $\vartheta_{0\,пов}$° C, то, пренебрегая термическим сопротивлением оболочки, можно считать, что

$$\vartheta_{пов} = t + (\vartheta_{0\,пов} - t)\frac{360}{\alpha} \ °C. \tag{7-19}$$

Следовательно,

$$\vartheta_{макс} = t + (\vartheta_{0\,пов} - t)\frac{360}{\alpha} + \Delta\vartheta_{0макс}\left(\frac{360}{\alpha}\right)^2 \ °C. \tag{7-20}$$

Пусть, например, температура теплоносителя $t = 100°$ C, температура поверхности тепловыделяющего элемента в нормальных условиях $\vartheta_{0\,пов} = 150°$ C и разность температур в центре и на

поверхности сердечника $\Delta\vartheta_{0\,макс} = 300°$ С. Тогда, подставив эти данные в формулу (7-20), получим:

$$\vartheta_{макс} = 100 + (150 - 100)\frac{360}{\alpha} + 300\left(\frac{360}{\alpha}\right)^2 =$$
$$= 100 + 50\frac{360}{\alpha} + 300\left(\frac{360}{\alpha}\right)^2 °\text{C}.$$

На рис. 7-9 показано, как в этом случае растет максимальная температура сердечника с увеличением ширины отставшего участка оболочки. Из рис. 7-9 видно, что при отставании оболочки на 80° (22,2% боковой поверхности тепловыделяющего элемента) максимальная температура достигает 660° С, т. е. точки перехода $\alpha \to \beta$ для урана, а при отставании на 157° (43,5% боковой поверхности тепловыделяющего элемента) максимальная температура достигает точки плавления урана, равной 1 130° С.

Рост температуры будет менее интенсивным, если окажется, что зазор, образовавшийся между оболочкой и сердечником, заполнен газом, например выделившимся из сердечника. Тем не менее и в этом случае при высоких съемах тепла с поверхности блочков повышение температуры легко может оказаться недопустимо большим. Пусть, например, удельная тепловая нагрузка составляет 10^6 *ккал/м²ч*. Если считать, что зазор между оболочкой и сердечником имеет толщину 10 *мк* и заполнен воздухом при температуре около 200° С, то его термическое сопротивление

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{0{,}01 \cdot 10^{-3}}{0{,}0318} = 0{,}315 \cdot 10^{-3} \ м^2\,ч\,°\text{C}/ккал$$

и падение температуры в нем

$$\Delta\vartheta_з = 1 \cdot 10^6 \cdot 0{,}315 \cdot 10^{-3} = 315° \text{ C}.$$

Таким образом, даже ничтожный зазор толщиной 10 *мк* приводит к недопустимому повышению температуры в сердечнике.

Частичное отставание оболочки от сердечника вызывает нарушение симметрии температурного поля тепловыделяющего элемента и коробление сердечника. Можно приближенно оценить величину этого коробления. С этой целью рассмотрим случай, когда из-за одностороннего отставания оболочки от сердечника максимум температуры в сердечнике значительно вырос и сместился из центра на ту часть поверхности сердечника, от которой отстала оболочка. Примем, что распределение температуры для этого случая приближенно может быть представлено прямой линией, и найдем искривление тепловыделяющего элемента, возникающее при таком распределении температуры. При этом считаем, что все поперечные сечения сердечника остаются плоскими и нормальными к продольным волокнам сердечника.

В соответствии с рис. 7-10 получим два условия для радиуса кривизны тепловыделяющего элемента:

$$2\pi\rho\frac{\beta}{360}=l_0(1+\alpha_0t_0); \tag{7-21}$$

$$2\pi(\rho+d)\frac{\beta}{360}=(1+\alpha t)\,l_0. \tag{7-22}$$

Здесь α и α_0 — коэффициенты линейного расширения сердечника соответственно при температурах t и t_0; l_0—длина сердечника, *мм*.

Из (7-21) и (7-22) получим радиус кривизны сердечника:



$$\rho=\frac{d\,(1+\alpha_0t_0)}{\alpha t-\alpha_0t_0} \tag{7-23}$$

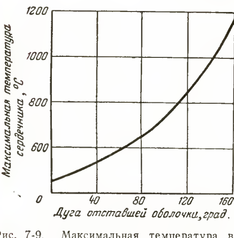


Рис. 7-9. Максимальная температура в урановом сердечнике в зависимости от величины дуги, на которой отстала оболочка.

Рис. 7-10. Коробление уранового сердечника.

и угол его искривления:

$$\beta=\frac{360l_0(\alpha t-\alpha_0t_0)}{2\pi d}. \tag{7-24}$$

Имея в виду приближенность подсчета, можно принять $t_0=0$, и тогда

$$\rho=\frac{d}{\alpha t} \tag{7-25}$$

и

$$\beta_{рад}=\frac{l_0\alpha t}{d}. \tag{7-26}$$

В формуле (7-26) угол β выражен в радианах. Стрела прогиба тепловыделяющего элемента определится по формуле

$$h=\rho\left(1-\cos\frac{\beta}{2}\right). \tag{7-27}$$

Величина угла β мала, поэтому можно допустить замену:

$$\cos\frac{\beta}{2}\approx1-\frac{\left(\frac{\beta}{2}\right)^2}{2}=1-\frac{\beta^2}{8}. \tag{7-28}$$

Подставив это значение в формулу (7-27), получим:

$$h = \frac{\alpha t l_0^2}{8d}. \qquad (7\text{-}29)$$

Пусть, например, стержневой тепловыделяющий элемент с урановым сердечником имеет $l_0 = 200$ *мм* и $d = 30$ *мм*. Из-за одностороннего отставания оболочки температура на одной из образующих выросла на 500° С. Коэффициент линейного расширения урана примем равным $20 \cdot 10^{-6}$. Тогда стрела прогиба тепловыделяющего элемента, подсчитанная по формуле (7-29), составит:

$$h = \frac{200^2 \cdot 20 \cdot 10^{-6} \cdot 500}{8 \cdot 30} = 1{,}66 \text{ мм}.$$

Такое значительное искривление тепловыделяющего элемента может привести к его застреванию в технологическом канале реактора и сужению кольцевой щели для протока теплоносителя. Деформировавшийся тепловыделяющий элемент как бы задросселирует поток теплоносителя в технологическом канале и тем самым уменьшит дебит канала. В результате условия охлаждения всех тепловыделяющих элементов в канале ухудшатся, что может привести к тяжелой аварии.

Из формулы (7-29) следует, что тепловыделяющие элементы не будут коробиться, если температура поверхности сердечника всюду одинакова, т. е. разность температур в любых местах на поверхности сердечника $t = 0$. Для этого необходимо, чтобы контактное термическое сопротивление оболочки было всюду одинаковым, т. е. необходима однородность теплового контакта. Практически достичь необходимой одинаковости контактного термического сопротивления можно только, обеспечив повсюду хороший тепловой контакт сердечника с оболочкой. В несцепленных тепловыделяющих элементах или элементах, не имеющих пластичной прослойки между оболочкой и сердечником, невозможно получить одинаковый тепловой контакт на любых участках оболочки. Поэтому высокие тепловые нагрузки исключают возможность применения таких тепловыделяющих элементов.

Другая возможность уменьшить коробление скрыта в величине коэффициента линейного расширения α. Уран обладает большой анизотропностью теплового расширения. Из табл. 7-4 следует, что в направлении одной из кристаллических осей, а именно оси b_0 (010), коэффициент линейного расширения урана даже отрицателен. Кристаллы урана могут расположиться в сердечнике таким образом, что коэффициент линейного расширения в осевом направлении окажется равным нулю или хотя бы близким к нулевому значению. Тогда, как ясно из той же формулы (7-29), искажения температурного поля внутри сердечника не вызовут искривления сердечника, так как при любых значениях разности температур стрела прогиба $h = 0$.

Можно поставить перед технологами специальную задачу разработки технологии, обеспечивающей массовое изготовление урановых сердечников с коэффициентом линейного расширения по оси, равным нулю. Такая задача, по-видимому, разрешима. Можно изготавливать урановые стержни с анизотропными свойствами, однако практика показала, что такие стержни оказываются нестойкими в условиях ядерных реакторов, так как именно такие стержни легче всего изменяют свои размеры и форму под действием процесса деления ядер урана. Так называемые радиационные нарушения проявляются в таком анизотропном металле особенно сильно. Перейдем поэтому к рассмотрению радиационных нарушений в уране и их влияния на стойкость тепловыделяющих элементов в ядерных реакторах.

7-5. РАДИАЦИОННЫЕ НАРУШЕНИЯ В УРАНЕ

Прокатка и протяжка металлов при низких температурах приводят к возникновению в металле текстуры. Текстурой называют преимущественную ориентировку кристаллитов, из которых состоит металл, в каком-либо одном кристаллографическом направлении. При полной текстуре металла, катанного или тянутого при низких температурах, все кристаллиты имеют одинаковое направление подобно волокнам в асбесте. При ограниченной текстуре преобладающих направлений бывает два и больше; при этом значительная часть кристаллитов более или менее отклоняется от направлений преимущественной ориентации.

При низких температурах пластическая деформация металлов происходит путем скольжения вещества внутри кристаллитов по определенным кристаллографическим плоскостям. Кроме того, сами кристаллиты изменяют свою ориентацию относительно направления сил, вызывающих течение металла, а также форму и размеры. По мере деформирования в холодном состоянии прочность металла и его твердость возрастают, а плотность снижается. Металл, как говорят, приобретает наклеп.

Уран легко приобретает текстуру при холодной обработке, причем прокатка и протяжка (волочение) приводят к преимущественному расположению оси b_0 (010) в направлении прокатки или протяжки. На рис. 7-11 показана модель кристаллической структуры альфа-фазы урана с указанием кристаллографических направлений. Направлению b_0 (010) соответствует согласно табл. 7-4 отрицательное значение коэффициента линейного теплового расширения. Это обстоятельство может показаться благоприятным, поскольку такая текстура, как было указано в § 7-4, должна сводить к минимуму коробление урановых сердечников под влиянием неравномерного теплоотвода, возникающего из-за неоднородности теплового контакта оболочки с сердечником. Но оказывается, что такая текстура вызывает очень неблагоприятный эффект при облучении урана в реакторе — эффект радиационного роста. Под действием процессов деления ядер происходят

рост кристаллов урана в направлении b_0 (010) и сокращение размеров в направлении a_0 (100). В направлении c_0 (001) размеры кристалла остаются практически неизменными. Наличие в урановых сердечниках текстуры с преимущественным направлением b_0(010) по оси вызывает рост этих сердечников в продольном направлении при облучении их в реакторах. Известны случаи, когда под действием облучения образцы, изготовленные в виде урановых стержней небольшого диаметра, удлинялись более чем в 1,5 раза с соответствующим утонением по диаметру. При этом поперечное сечение стержней приобретало эллиптичность.

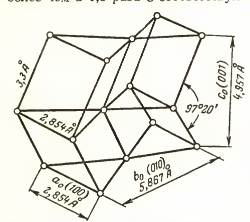


Рис. 7-11. Модель кристаллической структуры альфа-фазы урана.

Для количественной характеристики этого явления американские исследователи предложили пользоваться коэффициентом радиационного роста g_i, представляющим собой относительное удлинение образца в миллионных долях его, приходящееся на одно деление в миллионе атомов урана. Другими словами, g_i показывает, на сколько миллионных долей удлинится образец из урана при делении в нем 1 *г* на 1 *т*. По данным Аргоннской национальной лаборатории для монокристалла урана, облученного до выгорания 0,1% (т. е. 1 *кг* на 1 *т*) при ~100° С, коэффициенты радиационного роста по главным кристаллографическим осям имеют следующие значения:

$$a_0\,(100) \quad g_i = -420 \pm 20;$$

$$b_0\,(010) \quad g_i = +420 \pm 20;$$

$$c_0\,(001) \quad g_i = 0 \pm 20.$$

Изменение размеров при облучении происходит по закону экспоненциальной зависимости от величины выгорания $k_в$ в долях единицы:

$$\frac{L}{L_0} = e^{k_в g_i}. \qquad (7\text{-}30)$$

Так, например, при выгорании, составляющем 1 *кг* на 1 *т* ($k_в = 1/1\,000$), относительное удлинение в направлении $b_0(010)$

$$\frac{L}{L_0} = e^{420\,\frac{1}{1\,000}} = 1{,}52,$$

т. е. монокристалл удлинится более чем в 1,5 раза.

Поликристаллические образцы, но с резко выраженной текстурой, изменяются в размерах при облучении еще интенсивнее, чем монокристаллы. Понятно, что подобные деформации совершенно недопустимы для тепловыделяющих элементов. Поэтому устранение возможности радиационного роста является обязательным условием для надежной работы тепловыделяющих элементов с урановыми сердечниками. Это может быть достигнуто путем соответствующей термической обработки урана. По мере повышения температуры прокатки урана в текстуре образцов компонент $b_0(010)$ ослабевает и взамен него появляются другие текстуры. Поэтому в уране, прокатанном при температурах выше 300° С, радиационный рост значительно уменьшается (рис. 7-12). При температуре прокатки около 620° С радиационный рост равен нулю, а при дальнейшем повышении температуры он становится даже отрицательным. Кривая 2 на рис. 7-12 показывает, что радиационный рост снижает также рекристаллизация, проводимая после прокатки, в особенности при низких температурах прокатки. Рекристаллизацией называется процесс роста одних зерен поликристаллического тела за счет других, становящийся заметным, начиная с определенной температуры, называемой порогом рекристаллизации. Согласно акад. А. А. Бочвару порог рекристаллизации приближенно можно определить по формуле

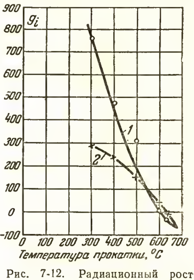
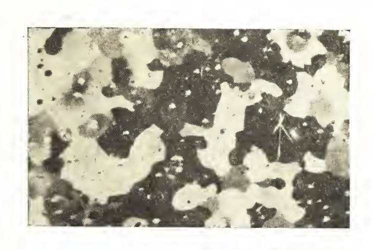


Рис. 7-12. Радиационный рост урана в зависимости от температуры прокатки.

1 — прокатанные образцы; *2* — рекристаллизованные образцы.

$$T_{рек} = 0{,}4T_{пл}\ \text{°K}, \tag{7-31}$$

где $T_{пл}$ — температура плавления металла, °К. Для урана порог рекристаллизации по этой формуле составляет ~300° С. Обычно для урана в качестве температуры рекристаллизации принимают несколько более высокое значение, а именно ~400° С. Рекристаллизация идет тем быстрее, чем выше температура и мельче



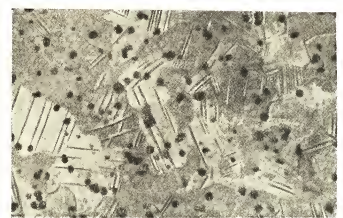


Рис. 7-13. Микроструктура закаленного (квазиизотропного) урана: вверху — до облучения в реакторе, внизу — после облучения. На нижнем снимке видны двойники (увличение в 360 раз).

зерно металла. Процесс рекристаллизации приводит к устранению наклепа, остаточные напряжения в металле снимаются, пластичность металла восстанавливается, а прочность снижается.

Рекристаллизация урана, проводимая путем нагревания до 600° С и выдержки при этой температуре в течение 2 *ч*, не изменяет текстуры, но приводит к увеличению зерен в металле. Поэтому сама по себе рекристаллизация не устраняет возможности радиационного роста, а только снижает скорость роста. Что касается прокатки при высоких температурах, то необходимо отметить трудность выдерживания строго постоянной и

одинаковой температуре по всей длине прокатываемого образца. Как видно из кривой *1* на рис. 7-12, величина g_i резко растет с уменьшением температуры, так что местные понижения ее на 10—20° С могут привести к тому, что отдельные участки в образце покажут большой радиационный рост, тогда как на других участках роста не будет. Нельзя рассчитывать на то, что правильно выбранный температурный режим прокатки будет строго выдержан по всей длине сердечника. Поэтому для снятия текстуры следует применять иные, более надежные методы.

Одним из таких методов является закалка урана из β-фазы. Температуру урана поднимают выше точки $\alpha \rightarrow \beta$-перехода, вследствие чего происходит фазовая перекристаллизация. Быстрое охлаждение в закалочной жидкости придает α-фазе урана мелкозернистую квазиизотропную структуру. Степень изотропности может быть определена путем измерения коэффициента линейного расширения, который должен иметь одинаковую величину во всех направлениях. При облучении в реакторе закаленных квазиизотропных образцов урана радиационного роста не возникает, так как мелкие, произвольно ориентированные кристаллиты мешают росту друг друга. Зато в зернах из-за ограничения их роста появляются огромные внутренние напряжения, вызывающие пластическую деформацию зерен — так называемое двойникование кристаллов. Таким образом, облучение изменяет микроструктуру закаленного из β-фазы урана (рис. 7-13), тогда как микроструктура урана, обладающего текстурой, остается после облучения и связанного с ним радиационного роста такой же, как и до облучения.

Влияние температуры на радиационный рост не изучено в такой мере, чтобы можно было сделать вполне определенные выводы. Существует предположение, что скорость радиационного роста уменьшается при снижении средней температуры урана ниже 200° С и повышении ее сверх 400° С. При температурах, близких к 600° С, скорость роста должна практически равняться нулю. Все эти предположения нуждаются в экспериментальной проверке.

Радиационный рост урана представляет собой весьма интересное и своеобразное явление, которому трудно подыскать аналогию. Возникает вопрос о механизме этого процесса. К сожалению, пока еще нет возможности ответить на этот вопрос с достаточной определенностью. Были высказаны различные предположения о механизме роста. Одни из них основаны на анизотропии теплового расширения по трем главным направлениям решетки, другие — на предполагаемой анизотропности диффузии смещенных атомов и вакантных мест, появляющихся в кристаллической решетке в результате актов деления. Однако до сих пор нет таких экспериментальных данных, которые ясно показали бы, на чем основан механизм роста. Тем не менее все

исследователи сходятся на том, что первопричиной роста являются так называемые тепловые пики, возникающие в конце пути пробега осколков деления. Реальность тепловых пиков подтверждена экспериментально, например фактом испарения урана со свободной поверхности во время процесса деления ядер. При делении ядра U^{235} возникают два осколка деления. Характеристики наиболее вероятных осколков были представлены в табл. 2-2. Пробег осколков деления в уране составляет до 6,7 *мк*. Во время пробега первые $\sim 97\%$ энергии осколка расходуются на ионизацию атомов урана, среди которых движется осколок. При этом осколок вырывает из оболочки атомов и частично захватывает электроны, которых (примерно 20 шт.) не хватает в его оболочке. После того как заряд осколка уменьшится почти до нуля, начинаются упругие соударения осколка с атомами урана, вызывающие их нагревание до очень высокой температуры. На упругие соударения тратятся остальные $\sim 3\%$ энергии осколка на последнем участке его пробега, составляющем около 0,5 *мк*. Энергия ионизации, переданная электронам, в конечном счете тоже перейдет в энергию атомных колебаний, т. е. в тепловую энергию. Вследствие большой подвижности электронов эта энергия быстро распространяется внутри металла и вызывает в нем равномерное повышение температуры.

Учитывая приближенность последующих расчетов, можно принять, что оба осколка имеют одинаковую энергию, составляющую 85 *Мэв*, из которых на упругие столкновения расходуется 2,5 *Мэв*. Эта энергия передается атомам урана в конце пробега осколка и вызывает резкое повышение температуры в постепенно сужающейся к концу пробега конусоподобной зоне с протяженностью вдоль оси порядка 0,5 *мк*. Поскольку нас интересует объем теплового пика, а не его форма, примем, что повышение температуры вызвано мгновенным неподвижным точечным источником, сила которого равна Q *ккал*. В таком случае зона повышенной температуры будет иметь форму сферы с переменным во времени радиусом r.

Теория теплопроводности дает для этого случая следующее распределение температуры по радиусу и во времени:

$$T = \frac{Q}{c\gamma} \frac{1}{(2\sqrt{\pi a t})^3} e^{-\frac{r^2}{4at}}, \qquad (7\text{-}32)$$

где t — время; c — теплоемкость; γ — удельный вес и a — коэффициент температуропроводности. Примем для урана: $c = 0{,}034$ *ккал/кг* °C; $\gamma = 18\,700$ *кг/м*^{3}; $\lambda = 30$ *ккал/м ч* °C. Тогда коэффициент температуропроводности урана

$$a = \frac{\lambda}{c\gamma} = \frac{30}{0{,}034 \cdot 18\,700} = 0{,}0475 \ \text{м}^2/\text{ч}.$$

Сила источника $Q=2{,}5$ *Мэв* $=9{,}58\cdot10^{-17}$ *ккал*. Подставив эти значения в формулу (7-32), получим:

$$T=\frac{0{,}023\cdot10^{-17}}{(\sqrt{t})^3}e^{\frac{-r^2}{0{,}19t}}. \qquad (7\text{-}33)$$

Нас интересует максимальная величина T для любого заданного значения r. Для нахождения этого максимума возьмем производную $\frac{dT}{dt}$ при $r=\text{const}$ и приравнивая ее нулю. В результате получим, что при заданном радиусе r температура будет иметь максимальное значение в момент времени

$$t=3{,}51r^2\ ч. \qquad (7\text{-}34)$$

Подставив это значение t в формулу (7-33), получим:

$$T_{макс}=\frac{0{,}77}{r^3}10^{-20}\ ^\circ\text{C}, \qquad (7\text{-}35)$$

где r — в метрах. Величина T представляет собой превышение мгновенной температуры на поверхности сферы радиуса r над средней температурой металла. Зависимость (7-35) представлена графически на рис. 7-14.

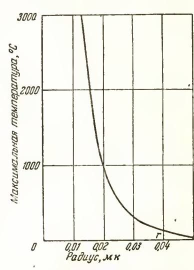


Рис. 7-14. Максимальная температуры теплового пика в зависимости от радиуса пика.

В центре теплового пика можно выделить зону кипения урана, ограниченную сферой с температурой на поверхности $T_{кип}=3\,500^\circ$ C, и зону плавления, граничная температура которой $T_{пл}=1\,130^\circ$ C. Из рис. 7-14 следует, что радиус зоны кипения $r_{кип}=1{,}3\cdot10^{-2}$ *мк* и зоны плавления $r_{пл}=2\cdot10^{-2}$ *мк*. Число атомов в зоне кипения—около $0{,}4\cdot10^6$. Меньшим значениям радиуса r соответствуют более высокие температуры. В центре теплового пика температуры, вероятно, достигают десятков или даже сотен тысяч градусов. Полному объему теплового пика соответствует значение $r=(5\div7)\,10^{-2}$ *мк*. В таком объеме находятся десятки миллионов атомов. Продолжительность существования повышенной температуры, определяемая по формуле (7-34), тем меньше, чем выше температура, ограничивающая ту или иную зону пика. Для зоны кипения продолжительность равна $2\cdot10^{-12}$ *сек*, а для полного объема теплового пика—около $5\cdot10^{-11}$ *сек*.

В зоне теплового пика не только происходит повышение температуры, но также появляется волна давления. Полная картина процессов, проходящих в этой зоне, должна отличаться большой сложностью.

Казалось бы, частые перекристаллизации, осуществляемые тепловыми пиками, должны в конце концов привести к измельчению зерен и полной хаотичности их расположения в металле, т. е. к квазиизотропной структуре. Если бы это было так, то скорость роста постепенно уменьшалась бы по мере выгорания U^{235} и образцы, даже с сильной текстурой, вряд ли смогли бы вырасти под облучением в 1,5—2 раза, как это наблюдали в опытах. Дело в том, что направления кристаллизации в тепловых пиках задаются кристаллической решеткой, окружающей тепловой пик со всех сторон.

Поэтому после теплового пика восстанавливаются прежние кристаллографические направления и текстура металла, если она есть, сохраняется.

Нужно еще иметь в виду, что в результате делений ядер и радиационного захвата нейтронов ядрами U^{238} в уране накапливаются примеси в виде осколков деления и плутония. Вследствие этого уран постепенно превращается в своеобразный сплав, в металл, легированный большим числом разнообразных примесей. Чем больше глубина выгорания, тем больше сказывается эффект такого легирования.

Совместное действие тепловых пиков, осколков деления и плутония приводит к существенному изменению свойств урана в процессе деления. Прочность и пластичность урана ухудшаются, твердость возрастает. Металл при достаточно высоких выгораниях становится хрупким и бьющимся, как стекло. При выгорании 1 *кг* на 1 *т* теплопроводность урана уменьшается примерно на 5%.

Таким образом, уран не обладает удовлетворительной радиационной стойкостью, и это обстоятельство заставляет изыскивать способы улучшения этого металла при изготовлении из него тепловыделяющих элементов. Один из таких способов был упомянут выше — это закалка из β-фазы, придающая урану квазиизотропность. Другой способ заключается в добавлении таких присадок, которые давали бы аналогичный эффект. Известно, например, что добавление 0,1—0,2% хрома делает уран мелкозернистым и исключает появление текстуры. Необходимо только, чтобы вносимые в уран присадки не обладали большим захватом тепловых нейтронов.

При использовании для тепловыделяющих элементов обогащенного урана иногда применяют такие сплавы, в которых содержание урана по объему настолько невелико, что поведение сплава под облучением в основном определяется не ураном, а вторым компонентом сплава. К числу таких сплавов относятся сплавы урана с алюминием, применяемые в США для изготов-

ления тепловыделяющих элементов для исследовательских реакторов, охлаждаемых водой. Такие тепловыделяющие элементы называют элементами дисперсионного типа. Их можно изготовлять также методом порошковой металлургии. В этом случае в качестве ядерного горючего иногда применяют порошок из двуокиси урана UO_2, обладающий хорошей коррозийной и радиационной стойкостью. Порошок двуокиси урана смешивают с порошками других металлов и из этой смеси прессуют сердечники тепловыделяющих элементов.

7-6. ЗАМЕДЛИТЕЛИ И ТЕПЛОНОСИТЕЛИ

В качестве замедлителей применяют графит, бериллий, окись бериллия, тяжелую воду, природную воду и углеводороды.

Графит применяется только искусственный, изготавливаемый посредством рекристаллизации углеродосодержащих материалов при высокой температуре. Основным сырьем для производства графита является нефтекокс. Искусственный графит используется не только в качестве замедлителя, но также в качестве конструкционного материала. Графит имеет малое сечение поглощения тепловых нейтронов. Он дешев, достаточно прочен, поддается токарной обработке, жаростоек и теплопроводен. Но нейтронное и гамма-облучение изменяет его кристаллическую структуру и ухудшает некоторые его свойства, что вызывает трудности при использовании графита в ядерных реакторах.

Кристаллы графита обладают большой анизотропностью физических свойств, а способ приготовления блоков искусственного графита — путем прессовки или выдавливания графитовой массы — приводит к появлению в блоках текстуры, т. е. преимущественной ориентации кристаллов. Вследствие этого такие свойства, как теплопроводность, тепловое расширение и прочность в блоках графита, неодинаковы в продольном и в поперечном направлениях. Сильное влияние на свойства графита оказывает технология его изготовления. Поэтому приведенные в табл. 7-7 характеристики графита могут изменяться для разных марок графита. В частности, теплопроводность графита зависит от его плотности, возрастая с ее увеличением. Теоретическая плотность графита составляет около 2,3 *г/см³*; графит, применяемый для ядерных реакторов, имеет плотность 1,6—1,75 *г/см³*.

Таблица 7-7

Характеристики искусственного графита

Температура, °C	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1 000
Теплопроводность, *ккал/м ч °C*, ‖ оси	95	79	68	59	51	45	38	36	31	25	23
Теплопроводность, *ккал/м ч °C*, ⊥ оси	162	144	120	100	87	77	68	62	58	52	50
Теплопроводность, *ккал/м ч °C*, средняя	129	112	94	80	69	61	53	49	45	39	37
Теплоемкость, *ккал/кг °C*	0,158	0,219	0,275	0,320	0,359	0,389	0,410	0,425	0,438	0,450	0,458
Плотность, *г/см³*	1,70	1,69	1,68	1,66	1,64	1,63	1,61	1,60	1,58	1,56	1,54

В отличие от урана, параметры кристаллической решетки которого не изменяются от облучения в реакторе, графит изменяет свою кристаллическую структуру, что сказывается в изменении размеров элементарной ячейки кристалла. Под действием облучения твердость и прочность графита увеличиваются, а теплопроводность и электропроводность уменьшаются. Изменяются и размеры графитовых деталей. Происходит так называемое распухание графита, т. е. увеличение объема, прогрессирующее по мере роста дозы облучения и доходящее до нескольких процентов. Эффекты, вызываемые в графите облучением, уменьшаются с увеличением температуры облучаемого графита. Рис. 7-15 показывает влияние температуры и доз облучения на изменение теплопроводности одного из сортов графита.

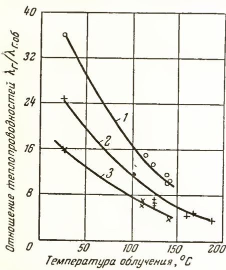


Рис. 7-15. Влияние температуры облучения на изменение теплопроводности графита при разных дозах нейтронного облучения.

1 — 9,43·10²⁰ *нейтронов/см²*; *2* — 3,71·10²⁰ *нейтронов/см²*; *3* — 1,55·10²⁰ *нейтронов/см²*.

Физические свойства облученного графита и даже размеры графитовых деталей могут быть в значительной степени восстановлены путем отжига при температурах порядка 1 000—1 500° С. В условиях реакторов проводить такой отжиг практически невозможно. При температуре выше 450° С графит начинает взаимодействовать с кислородом воздуха, образуя углекислый газ. С водяным паром реакция начинается при температуре выше 800° С. С азотом графит не взаимодействует до 3 000° С, поэтому отвод тепла от графитового замедлителя в случае необходимости может быть осуществлен путем обдувки его азотом.

Бериллий в отличие от графита обладает высокой стойкостью в условиях реакторной радиации. Плотность бериллия составляет 1,85 *г/см³*, температура плавления 1 315° С. Изменение некоторых характеристик бериллия в зависимости от температуры представлено на рис. 7-16. К недостаткам бериллия относится прежде всего его высокая токсичность. Бериллий мало пластичен и с трудом поддается механической обработке. Заметная коррозия бериллия в воздухе происходит при температурах выше 700° С. Стоимость бериллия высока.

Окись бериллия BeO во многих случаях может оказаться более удобным и подходящим замедлителем, чем бериллий. Температура плавления окиси бериллия 2 550° С. Она обладает высокой коррозийной стойкостью в различных средах, за исключением плавиковой кислоты, жидких щелочных металлов и перегретого водяного пара. Теоретическая плотность BeO близка к 3 *г/см*³. Прессованная в горячем виде окись бериллия имеет плотность в пределах 2—2,9 *г/см*³. На рис. 7-17 показана зависимость некоторых физических свойств окиси бериллия от тем-

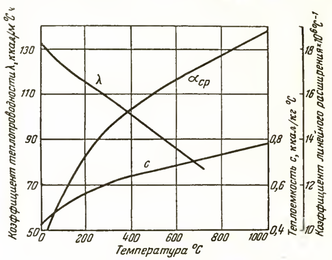


Рис. 7-16. Теплофизические характеристики бериллия.

пературы. Нейтронная бомбардировка окиси бериллия приводит к значительному снижению теплопроводности и прочности, а также к объемному росту, но химическая устойчивость, по-видимому, сохраняется.

Тяжелая вода D_2O является наилучшим замедлителем. Молекула тяжелой воды состоит из атома кислорода и двух атомов дейтерия—изотопа водорода с массовым числом $A=2$. В табл. 7-8 сопоставлены некоторые свойства тяжелой и легкой воды. В природной воде тяжелая вода содержится в количестве около 0,017% по весу (одна молекула D_2O на 7 000 молекул H_2O). Для выделения тяжелой воды из природной могут быть применены различные методы, из которых промышленное значение имеют три: дробная перегонка, электролитическое разложение и каталитический обмен. Тяжелая вода, применяемая в ядерных реакторах, отличается высокой чистотой изотопного состава: примесь H_2O находится в пределах 0—0,2%. Из-за высокого удельного расхода энергии на разделение стоимость тяжелой воды высока и в значительной мере определяется существующими ценами на электроэнергию.

Основные характеристики тяжелой воды приведены в табл. 7-9, составленной на основании весьма неполных данных, имеющихся в литературе. Значения многих величин в этой таблице получены путем экстраполяции в широких пределах. Поэтому цифры, лежащие ниже жирной черты, недостаточно достоверны и ими можно пользоваться как приближенными, впредь до получения надежных экспериментальных данных.

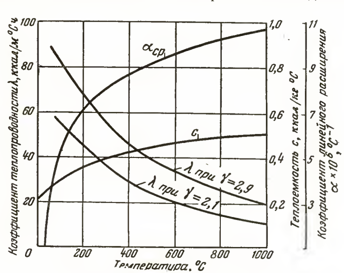


Рис. 7-17. Теплофизические характеристики окиси бериллия.

Тяжелая вода обладает несколько меньшей коррозионной активностью, чем легкая. Растворимость солей в тяжелой воде примерно на 10% меньше, чем в легкой.

Таблица 7-8

Характеристики H_2O и D_2O

	Размерность	H_2O	D_2O
Молекулярный вес	—	18,016	20,034
Плотность при 20 °С	$г/см^3$	1,00	1,105
Температура замерзания	°С	0	3,8
Температура кипения при 1 *ата*	°С	100	101,1
Температура при максимальной плотности	°С	4	11,6
Параметры критической точки $p_{кр}$	$кг/см^2$	225,65	225,6
Параметры критической точки $t_{кр}$	°С	374,2	371,5
Параметры критической точки $\gamma_{кр}$	$г/см^3$	0,307	0,363

Таблица 7-9

Физические параметры тяжелой воды на линии насыщения

t, °C	p, $кг/см^2$	γ', $кг/м^3$	c_p, $ккал/кг$ °C	$\lambda \cdot 10^2$, $ккал/м$ $ч$ °C	$a \cdot 10^4$, $м^2/ч$	$\mu \cdot 10^6$, $\frac{кг\ сек}{м^2}$	$\nu \cdot 10^6$, $м^2/сек$	Pr
10	0,010	1106	1,008	0,479	4,30	165,0	1,464	12,27
20	0,020	1105	1,005	0,499	4,50	125,4	1,113	8,90
30	0,037	1103	1,003	0,513	4,63	98,9	0,880	6,85
40	0,065	1100	1,002	0,525	4,76	79,9	0,713	5,40
50	0,110	1096	1,002	0,536	4,88	66,5	0,595	4,39
60	0,180	1091	1,003	0,544	4,96	56,3	0,506	3,69
70	0,284	1085	1,004	0,549	5,01	48,3	0,436	3,13
80	0,436	1078	1,006	0,554	5,11	41,8	0,381	2,68
90	0,652	1071	1,008	0,558	5,17	36,9	0,338	2,36
100	0,950	1063	1,011	0,558	5,20	32,8	0,303	2,10
110	1,353	1055	1,013	0,559	5,23	29,9	0,278	1,92
120	1,888	1046	1,016	0,559	5,25	27,3	0,256	1,75
130	2,584	1037	1,019	0,556	5,26	25,0	0,237	1,62
140	3,474	1027	1,023	0,555	5,28	23,0	0,220	1,50
150	4,596	1017	1,027	0,553	5,30	21,2	0,204	1,39
160	5,993	1006	1,034	0,551	5,30	19,7	0,192	1,30
170	7,707	995	1,041	0,547	5,28	18,4	0,182	1,24
180	9,788	983	1,049	0,542	5,26	17,3	0,173	1,18
190	12,29	970	1,058	0,537	5,24	16,3	0,165	1,13
200	15,26	957	1,068	0,530	5,20	15,4	0,158	1,09
210	18,77	943	1,078	0,522	5,14	14,7	0,153	1,07
220	22,87	928	1,091	0,513	5,06	14,0	0,148	1,05
230	27,63	913	1,106	0,506	5,01	13,4	0,144	1,04
240	33,17	897	1,123	0,497	4,94	12,9	0,141	1,03
250	39,45	881	1,144	0,488	4,85	12,3	0,137	1,02

Под действием реакторной радиации происходит постепенное разложение как тяжелой, так и легкой воды с выделением гремучей смеси. Этот процесс называют радиолизом. Одновременно с радиолизом идет процесс рекомбинации молекул водорода и кислорода с образованием воды. Количество гремучей смеси, выделившейся из воды, определяется совместным действием процессов радиолиза и рекомбинации. С ростом температуры воды процесс рекомбинации усиливается. При температуре выше 200° С рекомбинация идет настолько быстро, что практически выделение гремучей смеси прекращается. При температуре тяжелой воды около 50° С количество гремучей смеси, выделяющейся в реакторе с тяжеловодным замедлителем, составляет до $\sim$0,4 *нл/квт · ч*. Рекомбинация тормозится наличием примесей в воде, но ей благоприятствует избыток водорода. Без учета рекомбинации на каждые 100 *эв* энергии, поглощенных водой, при ее облучении нейтронами и гамма-квантами выделяется примерно одна молекула водорода. Рекомбинация возрастает с увеличением водородного показателя pH, т. е. с ростом концентрации гидроксильных ионов OH^- в воде.

В тяжеловодных реакторах для разбавления гремучей смеси до взрывобезопасной концентрации и отвода ее из реактора применяют вентиляцию уровня тяжелой воды в реакторе гелием или другим газом. В систему циркуляции вентилирующего газа включают установку для каталитического сжигания гремучей смеси. Предельная взрывобезопасная концентрация гремучей смеси в газах составляет около 12%. Расход вентилирующего газа определяют, исходя из того, чтобы содержание гремучей смеси при нормальной работе не превышало 3%.

В гомогенных реакторах, у которых активная зона заполнена водным раствором урановых солей или взвесью урановых окислов в воде, разложение молекул воды происходит не только под действием радиации, но также и под действием осколков деления. В этом случае закономерности выделения гремучей смеси носят иной характер. В гетерогенных тяжеловодных реакторах загрязнение тяжелой воды ураном вызывает резкий рост выделения гремучей смеси.

Органические замедлители и теплоносители имеют некоторые преимущества по сравнению с водой. В качестве замедлителей и теплоносителей могут применяться дифенил, дифенилоксид, эвтектическая смесь дифенила с дифенилоксидом, называемая дифенильной смесью, орто-, мета- и пара-трифенил, а также смеси изомеров трифенила. Все эти жидкости обладают значительно более высокой температурой кипения при атмосферном давлении, чем вода, вследствие чего в реакторах, работающих на органических жидкостях, не возникает проблем, связанных с высоким давлением. Отпадают и коррозийные проблемы, так как органические теплоносители не оказывают коррозийного действия на металлы. Недостатком органических теплоносителей является их полимеризация под действием реакторного излучения, приводящая к повышению вязкости и уменьшению теплопроводности. Однако все свойства органических теплоносителей легко восстанавливаются посредством дистилляции. Для этого к циркуляционному контуру должна быть присоединена система очистки и непрерывной добавки жидкости для возмещения остатка, удаляемого при перегонке. Вследствие малой величины теплоты парообразования, составляющей 60—80 *ккал/кг*, расход тепла на дистилляцию невелик.

Наиболее перспективным для атомной энергетики органическим замедлителем и теплоносителем является дифенильная смесь, состоящая из 73,5% дифенилового эфира (дифенилоксида) $C_6H_5OC_6H_5$ и 26,5% дифенила $C_6H_5C_6H_5$. Дифенильная смесь значительно дешевле всех прочих органических теплоносителей. Температура ее плавления 12,5° С, температура кипения при атмосферном давлении — около 258° С. При температуре 350° С термический распад дифенильной смеси не превышает 0,02% в сутки, а при температуре 400° С он достигает 0,25% в сутки. Скорость полимеризации дифенильной смеси при использовании

ее в качестве замедлителя при температуре 50° С составляет около 0,15 *кг* на 1 *Мвт · ч* по теплу, а при 325° С — до 0,27 *кг/Мвт · ч*.

Несмотря на малую величину скрытой теплоты парообразования дифенильной смеси, количество тепла на единицу объема пара у нее приблизительно такое же, как у воды, что объясняется высокой плотностью пара дифенильной смеси. Это обстоятельство наводит на мысль о возможной целесообразности применения в атомной энергетике паровых турбин, работающих на дифенильном паре, вырабатываемом непосредственно в реакторе.

Дифенильная смесь, нагретая под давлением 6,2 *ата* до температуры 360° С, полностью испаряется при сбросе давления до 1 *ата*. Поэтому дистилляционная установка для дифенильной смеси может быть устроена таким образом, что она не потребует дополнительного подвода тепла для своей работы. Это существенно упростит систему очистки дифенильной смеси от продуктов полимеризации.

7-7. КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

В активной зоне реакторов, работающих на природном уране, в качестве конструкционных материалов для защитных оболочек тепловыделяющих элементов и труб технологических каналов могут быть применены алюминий, магний и цирконий в чистом виде или с легирующими добавками из некоторых элементов, обладающих малым сечением захвата тепловых нейтронов, например такими, как кремний, бериллий, олово.

В активной зоне реакторов, работающих на обогащенном уране, может быть применена и нержавеющая сталь, но в весьма ограниченных количествах, поскольку она отличается большим поглощением тепловых нейтронов. Для реакторов, работающих на быстрых нейтронах, ограничения по материалам в значительной мере снимаются, так как поглощение быстрых нейтронов сравнительно невелико для большинства материалов.

Алюминий был единственным конструкционным металлом активной зоны в начальной стадии развития ядерных реакторов. Защитные оболочки тепловыделяющих элементов и трубы технологических каналов в первых ядерных реакторах, вырабатывавших плутоний, выполнялись из чистого алюминия или алюминия, легированного магнием и кремнием. На рис. 7-18 представлена зависимость некоторых физических свойств чистого алюминия от температуры, а на рис. 7-19 и 7-20 показано изменение прочностных свойств чистого алюминия и алюминиевых сплавов АВ (авиаль) и АМг (магналь) в зависимости от температуры. Авиаль содержит около 0,5% магния и 1% кремния, сплав АМг — около 2% магния и 0,5% кремния. Другие добавки (такие, как медь, марганец, железо) в алюминиевых сплавах, применяемых в реакторостроении, вообще нежелательны, так как они повышают поглощение тепловых нейтронов и активацию сплавов под облучением.

Для повышения коррозийной стойкости алюминия и его сплавов применяют их анодирование. Путем электролиза на поверхности готовых изделий образуют нерастворимую в воде анодную пленку из окиси алюминия Al_2O_3. Эта пленка хорошо защищает металл от коррозийного воздействия воды и влажного воздуха. Кроме того, эта пленка, обладая большой прочностью и твердостью, предохраняет металл от эрозии в потоках воды или запыленных газов. Толщина анодной пленки обычно выбирается равной 10—20 *мк*. Существуют методы толстослойного анодирова-

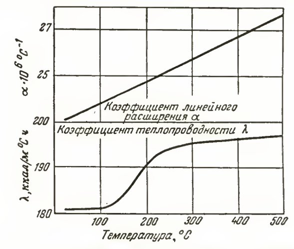


Рис. 7-18. Теплофизические характеристики алюминия.

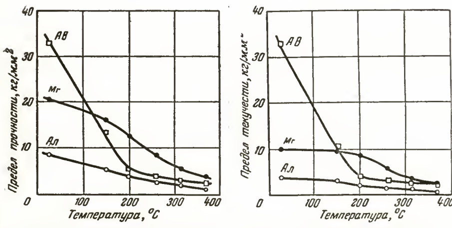


Рис. 7-19. Предел прочности алюминия и его сплавов в зависимости от температуры.

Рис. 7-20. Предел текучести алюминия и его сплавов в зависимости от температуры.

АВ — авиаль; *Мг* — магналь; *Ал* — алюминий.

ния, позволяющие получать на алюминиевых изделиях анодную пленку толщиной до 0,5—1,0 *мм*. Такая пленка является хорошим тепловым изолятором, так как ее коэффициент теплопроводности менее 1 *ккал/м ч* °С.

Анодированный алюминий обладает хорошей коррозийной устойчивостью в дистиллированной воде при температуре до 200° С. При температуре воды 200° С скорость проникновения коррозии в алюминий составляет всего лишь около $3 \cdot 10^{-3}$ *см* в год. Поэтому алюминий может применяться как конструкционный материал для энергетических реакторов, охлаждаемых водой под давлением, при условии, что температура воды не превышает 200° С.

Американскими исследователями установлено, что добавление 0,5% никеля в алюминий сильно повышает коррозийную стойкость алюминия в воде при высоких температурах, что по-видимому, дает возможность повысить температуру воды в реакторах примерно до 300° С. Зависимость скорости проникновения коррозии в алюминий, содержащий 0,5% никеля, от температуры воды показана на рис. 7-21. Влияние скорости воды на коррозию алюминия и его сплавов, по-видимому, невелико.

В паре с некоторыми металлами, в том числе с нержавеющей сталью, алюминий и его сплавы подвергаются в воде интенсивной контактной коррозии, приводящей к быстрому местному разрушению. Поэтому, например, стыковку алюминиевых труб со стальными, часто выполняют посредством промежуточных алюминиевых патрубков с утолщенными стенками. Такое конструктивное решение дает возможность допустить достаточно глубокое местное проникновение коррозии в алюминий без опасения за прочность трубопровода.

Весьма перспективным материалом для реакторостроения является оксидная металлокерамика, т. е. металлы, получаемые методами порошковой металлургии из мельчайшего металлического порошка, предварительно подвергнутого окислению. Спрессовываемые и спекаемые пылинки металла размером в несколько микрон покрыты окисной пленкой. Изготовленный этим методом металл содержит несколько процентов своих окислов и отличается повышенной прочностью и коррозийной стойкостью при высоких температурах. Такой металл совершенно не подвержен рекристаллизации. Одним из особенно интересных для реакторостроения оксидно-керамических материалов является оксидная металлокерамика из алюминия — оксидоалюминий. На рис. 7-22 показаны пределы текучести и прочности для оксидоалюминия в зависимости от температуры, при которой испытываемые образцы предварительно выдерживались в течение 2 лет, а затем подвергались испытанию. Оксидоалюминий хорошо обрабатывается посредством штамповки, ковки, прокатки. Из него можно делать листы и трубы. Оптимальное содержание окислов в нем находится в пределах 11—13,5%.

Цирконий обладает более высокой коррозийной стойкостью в дистиллированной воде при высоких температурах, чем алюминий. В отличие от алюминия он коррозийно устойчив в расплавленном натрии и сплаве натрий — калий. Цирконий обладает малым эффективным сечением захвата тепловых нейтронов. Однако постоянный спутник циркония металл гафний, содержание которого в природном цирконии составляет 0,5—3%, имеет очень большое эффективное сечение захвата тепловых нейтронов. Поэтому цирконий необходимо тщательно очищать от гафния, а эта очистка сильно удорожает цирконий. Несмотря на тщательную очистку, в цирконии всегда остается небольшая примесь гафния,

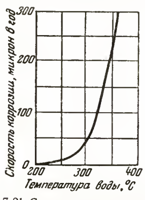


Рис. 7-21. Скорость проиикновеиия коррозии в сплав алюмииия с 0,5% иикеля в зависимости от температуры воды.

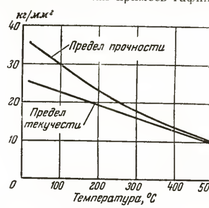


Рис. 7-22. Предел текучести и предел прочности для оксидоалюмииия в зависимости от температуры.

из-за которой цирконий по захвату нейтронов практически равноценен алюминию, хотя чистый цирконий, как видно из табл. 7-1, в этом отношении превосходит алюминий. Если в спектре нейтронов заметную долю составляют надтепловые нейтроны, то цирконий становится значительно хуже алюминия, поскольку цирконий для нейтронов с энергией 300 *эв* обладает довольно большим резонансным захватом.

Цирконий имеет плотность 6,5 *г/см³*. Он существует в двух аллотропических формах: α и β. Точке $\alpha \to \beta$ перехода соответствует температура 863° С. Температура плавления циркония 1 845° С. Коэффициент линейного расширения циркония в α-фазе слабо зависит от температуры и составляет около $6 \cdot 10^{-6}$ °С$^{-1}$. Теплопроводность циркония в интервале 100—200° С равна 14 *ккал/мч* °С, теплоемкость — около 0,07 *ккал/кг* °С при комнатной температуре и 0,088 *ккал/кг* °С при 860° С. Модуль упругости циркония при комнатной температуре — около $1 \cdot 10^6$ *кг/см²*, при 300° С — около $0,75 \cdot 10^6$ *кг/см²*. Коэффициент Пуассона равен 0,33. Зависимость предела прочности от температуры для циркония показана на рис. 7-23.

По данным американских исследователей коррозия циркония в воде при высоких температурах количественно выражается следующей эмпирической формулой:

$$\Delta m = kt^n, \tag{7-36}$$

где Δm — увеличение веса на единицу поверхности образца; t — время в днях. Значения коэффициентов n и k приведены в табл. 7-10.

Таблица 7-10

Температура, °С	Давление, $кг/см^2$	k, $мг/дм^2$	n
287	76	2,4	0,270
316	109	3,5	0,301
360	190	5,9	0,330

Наличие в цирконии даже незначительных количеств азота, углерода, свинца и некоторых других элементов сильно ухудшает его коррозийную стойкость. Особенно резко сказывается на скорости коррозии циркония содержание в нем азота, которое не должно превышать 0,004%. Так как в промышленных условиях производства металла трудно достичь необходимой высокой чистоты, то практически по условиям коррозии применение циркония в воде допустимо для температур не выше 300° С.

Добавление в цирконий небольшого количества олова частично нейтрализует вредное действие азота и других примесей и несколько улучшает коррозийные свойства циркония. Оптимальное содержание олова в цирконии — около 0,5%. Цирконий, легированный оловом, носит на-

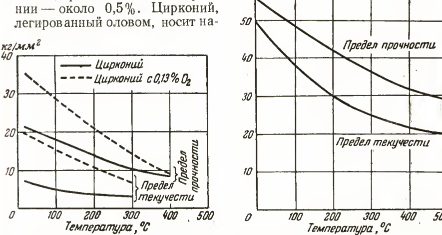


Рис. 7-23. Предел текучести и предел прочности для циркония в зависимости от температуры.

Рис. 7-24. Предел текучести и предел прочности для циркалоя в зависимости от температуры.

звание циркалой. По своим коррозийным свойствам циркалой все же несколько хуже чистого циркония. Прочностные характеристики циркалоя в зависимости от температуры представлены на рис. 7-24.

В США предложены многокомпонентные сплавы на основе циркония, например сплав циркалой-2, содержащий 1,5% олова, 0,12% железа, 0,10% хрома и 0,05% никеля и допускающий примесь до 0,006% азота без ухудшения коррозийных свойств.

Магний и сплавы на основе магния применяют в реакторах с газовым охлаждением для защитных оболочек тепловыделяющих элементов. Магний обладает очень небольшим эффективным сечением захвата тепловых нейтронов и поэтому может быть применен в активной зоне реактора в значительно бо́льших количествах, чем алюминий или цирконий (см. табл. 7-1). Магний имеет плотность 1,74 *г/см³*, температура его плавления 650° С, коэффициент линейного расширения — около $27 \cdot 10^{-6}$ °С$^{-1}$. Теплопроводность магния при 20° С составляет 135 *ккал/м ч* °С, теплоемкость — 0,25 *ккал/кг* °С. Магний устойчив в чистой углекислоте почти до температуры плавления. Ничтожные примеси железа в магнии сильно ухудшают его коррозийную стойкость. С ураном магний не взаимодействует, даже при высоких температурах. Прочностные свойства магния низки и резко уменьшаются с ростом температуры. Добавка 1—2% тория повышает крипоустойчивость магния при высоких температурах.

Литература

1. А. А. Бочвар, Металловедение, изд. 5-е, Металлургиздат, Москва, 1956.

2. Металлургия ядерной энергетики и действие облучения на материалы, Сборник докладов иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 г., Металлургиздат, 1956.

3. С. Т. Конобеевский, К вопросу о природе радиационных нарушений в делящихся материалах, «Атомная энергия», 1956, № 2.

4. Дж. Кац и Е. Рабинович, Химия урана, т. 1, Издательство иностранной литературы, 1954.

5. Г. Л. Миллер, Цирконий, Издательство иностранной литературы, 1955.

6. Х. С. Карлслоу, Теория теплопроводности, Гостехиздат, 1947.

7. Справочник «Машиностроение», т 4.

8. С. П. Тимошенко, Теория упругости, Гостехиздат, 1934.

9. Дж. Слетер, Действие излучения на материалы, «Успехи физических наук», т. 47, 1952.

10. Н. П. Долин и Б. В. Эршлер, Радиолиз воды в присутствии H_2 и O_2 под действием излучения реактора, осколков деления и рентгеновского излучения, Доклад на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955.

11. Материалы для ядерных реакторов, Издательство иностранной литературы, Москва, 1956.

Глава восьмая

КОНСТРУКЦИИ И СХЕМЫ ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

8-1. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Атомная энергетика настолько молодая отрасль промышленности, что было бы преждевременно заниматься историей ее развития. Но некоторые основные хронологические факты, касающиеся ее возникновения, следует упомянуть, перед тем как приступить к обзору конструкций ядерных реакторов, предложенных инженерами и учеными различных стран.

Первая в мире промышленная атомная электростанция была введена в эксплуатацию в Советском Союзе 27 июня 1954 г. Вскоре после пуска мощность атомной электростанции была доведена до 5 000 *квт* при тепловой мощности реактора 30 000 *квт*. Станция дает энергию в электросеть Мосэнерго. Ядерным горючим в реакторе является обогащенный до 5% уран, замедлителем — графит, теплоносителем — вода под давлением 100 *ата*, нагреваемая в реакторе со 190 до 260—270° С. Во вторичном контуре производится пар с давлением 12,5 *ата* и температурой 250° С. Эта станция, безаварийно работающая свыше 3 лет, ниже рассматривается более подробно.

В сентябре 1956 г. в Маркуле начал работать с мощностью 40 000 *квт* по теплу и 5 750 *квт* по электричеству первый во Франции реактор двойного назначения G1. Реактор загружен природным ураном в количестве 100 *т*, замедлитель — графит, теплоноситель — воздух при атмосферном давлении. Впрочем, эту установку вряд ли можно рассматривать как атомную электростанцию, так как мощность электродвигателей собственных нужд составляет 8 000 *квт*, т. е. превышает электрическую мощность установки.

Введенная в эксплуатацию в октябре 1956 г. в Колдер-Холле (Англия) атомная электростанция является самой крупной из действующих ядерных энергетических установок. Строительство станции было начато в мае 1953 г. На станции установлены два реактора, предназначенных для выработки не только электроэнергии, но также плутония. Электрическая мощность каждого

реактора 46 000 *квт*. Реакторы работают на природном уране с графитовым замедлителем, теплоноситель — углекислый газ. Подробнее эта установка рассматривается ниже.

В США на станции по испытанию реакторов Арко (штат Айдахо) в декабре 1951 г. дал электрическую энергию экспериментальный гетерогенный реактор на быстрых нейтронах с воспроизводством — реактор EBR (СР-4). Полная электрическая мощность реактора составляла всего лишь 170 *квт*, тепловая — 1 400 *квт*. Электроэнергия использовалась для освещения здания, в котором находился реактор, и привода некоторых вспомогательных механизмов. В качестве ядерного горючего был применен U^{235}, размещенный в активной зоне размером с футбольный мяч. Зона воспроизводства, окружавшая активную зону, была выполнена из природного урана. Теплоноситель — эвтектика Na — K с температурой на выходе 350° С, давление пара у турбины — 28 *ата*.

Дальнейшее практическое развитие в области использования атомной энергии происходило в США главным образом в направлении разработки и постройки атомных двигателей для подводных лодок. В мае 1953 г. на той же станции Арко был пущен в работу стационарный прототип реактора STR для подводной лодки «Наутилус». Механическая мощность этого реактора составляла, вероятно, около 3 000 *квт*. Стоимость вырабатываемой энергии по крайней мере раз в 10 превышала отпускные цены электрических компаний штата. Энергия не подавалась в электросеть, а расходовалась на нагревание воды. Реактор STR — на тепловых нейтронах, гетерогенный, замедлитель и теплоноситель — природная вода. В этом реакторе в качестве материала активной зоны был применен цирконий. Диаметр реактора с защитой около 4,5 *м*. Параметры рабочего тела: давление 17,5 *ата* и температура 213° С (т. е. перегрев на 8—9° С).

Подводная лодка «Наутилус» была спущена на воду в январе 1955 г. По неофициальным сведениям, появившимся в печати, за первые 9 мес. «Наутилус» прошел более 37 000 *км*, причем более половины этого расстояния — под водой. Скорость подводного хода составляла около 25 *км/ч*. Вторая американская подводная лодка с атомным двигателем «Морской волк» была спущена на воду в июле 1955 г. Реактор этой лодки — на промежуточных нейтронах. В качестве горючего используется обогащенный уран, замедлителем служит графит, теплоносителем — натрий. Прототип реактора был смонтирован и испытан в Вест Милтоне. Для безопасности на случай теплового взрыва и воспламенения натрия он был заключен в стальную сферу с диаметром 66 *м* и толщиной стенок 30 *мм*. Можно отметить, что аналогичная сфера диаметром 41,2 *м* строится с марта 1955 г. в Даунрее (Англия) Управлением по атомной энергии Соединенного Королевства для энергетического реактора на быстрых нейтронах с натриевым охлаждением и тепловой мощностью 60 *Мвт*.

Суммарная номинальная электрическая мощность ядерных энергетических установок, построенных и пущенных в работу до 1957 г. (число их, вероятно, не превышает десяти), составляет не более 100 *Мвт*. Планы строительства в области атомной энергетики трех капиталистических государств, имеющих атомную промышленность, предусматривают ввод следующих мощностей: США — около 800 *Мвт* до 1960 г., Англия — 5 500 *Мвт* до 1966 г. и Франция — около 160 *Мвт* до 1960 г. Единичные атомные электростанции будут в ближайшие годы построены в ряде стран при технической помощи СССР, США и Англии. Строительство таких станций запланировано в Чехословакии, Канаде, Италии, ФРГ, Японии и некоторых других странах.

Позиция деловых кругов США в вопросе развития атомной энергетики в общих чертах может быть охарактеризована следующим образом. На сегодня атомные электростанции любого типа являются в США нерентабельными. Тем не менее необходимо развивать атомную энергетику, имея в виду, что успехи, которые будут достигнуты в ходе этого развития, сделают атомные электростанции конкурентоспособными сначала по отношению к тепловым электростанциям, а в дальнейшем и по отношению к гидроэлектростанциям. На первом этапе развития важно практически проверить работу атомных электростанций различных типов и затем выбрать наилучшие решения. Поэтому следует стремиться не к быстрому наращиванию мощности атомных электростанций, а к постройке в кратчайшие сроки единичных установок различных типов, с тем чтобы ускорить технический прогресс в энергетическом реакторостроении.

Планы строительства атомных электростанций в Англии говорят о том, что правительство, ученые и инженеры этой страны в основном уже определили свой выбор в виде установки двойного назначения (плутоний и электричество) с природным ураном и газовым теплоносителем. Этот тип установки преобладает в планах развития атомной энергетики Англии. Довольно высокие темпы развития, по-видимому, можно объяснить, во-первых, стремлением ускорить накопление плутония и, во-вторых, дефицитом топлива в стране, прогрессирующим с каждым годом.

Термический к. п. д. атомной электростанции и тепловая схема установки в значительной степени зависят от того, какой теплоноситель применен для отвода тепла в реакторе. Следовательно, для энергетиков важнейшей является классификация реакторов по теплоносителям. По этому признаку все энергетические реакторы делятся на реакторы, охлаждаемые водой под давлением, жидкими металлами и сжатым газом, и реакторы кипящего типа.

В настоящей главе рассмотрены конструкции некоторых выполненных или сооружаемых в ближайшие годы реакторов с различными теплоносителями.

8-2. РЕАКТОРЫ, ОХЛАЖДАЕМЫЕ ВОДОЙ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

К реакторам, охлаждаемым водой под давлением, относится реактор, установленный на первой советской атомной электростанции. Реактор имеет тепловую мощность 30 000 *квт* и электрическую 5 000 *квт*. Вертикальный разрез реактора показан на рис. 8-1. Графитовая кладка реактора заключена в герметический стальной кожух цилиндрической формы, заполняемый азотом

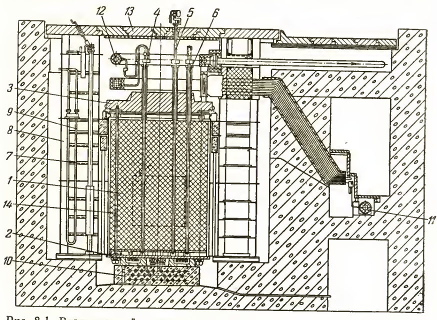


Рис. 8-1. Вертикальный разрез реактора первой советской атомной электростанции.

1 — кладка реактора; *2* — стальная плита; *3* — чугунная плита; *4* — технологический канал; *5* — аварийный стержень; *6* — регулирующий стержень; *7* — труба ионизационной камеры; *8* — водяная защита; *9* — змеевики охлаждения водяной защиты; *10* — трубы охлаждения основания реактора; *11* — распределительный коллектор; *12* — сборный коллектор; *13* — верхняя защита (чугун); *14* — труба охлаждения отражателя.

для улучшения теплоотвода от графита к 128 технологическим каналам, пронизывающим графитовую кладку. Технологический канал представляет собой цилиндр диаметром 65 *мм*, собранный из графитовых втулок, имеющих по пять продольных отверстий. Через центральное отверстие проходит стальная труба, по которой вода из головки канала идет вниз и затем по четырем трубчатым тепловыделяющим элементам, размещенным в остальных продольных отверстиях втулок, возвращается в головку канала. Рис. 8-2 показывает схему технологического канала. Трубки тепловыделяющих элементов выполнены из аустенитной нержавеющей стали марки 1Х18Н9Т. Наружный диаметр трубок 9 *мм*, толщина стенки 0,4 *мм*. Уран, обогащенный до 5%, плотно при-

легает снаружи к этим трубкам и покрыт противоосколочной стальной герметичной оболочкой толщиной 0,2 *мм*. Вес урановой загрузки 550 *кг*. На рис. 8-1 активная зона реактора обведена пунктиром. Ее диаметр 1 500 *мм* и высота 1 700 *мм*. Средняя удельная мощность на 1 *кг* загруженного урана — около 55 *квт*, максимальный теплосъем в наиболее интенсивно работающих каналах доходит до $1{,}8 \cdot 10^6$ *ккал/м² ч*.

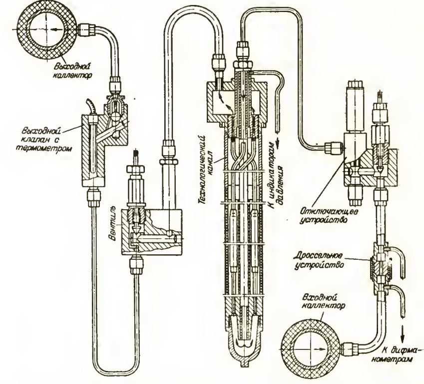


Рис. 8-2. Схема технологического канала и тракта теплоносителя реактора первой советской атомной электростанции.

Тепловая схема электростанции показана на рис. 8-3. Давление охлаждающей реактор воды — 100 *ат*, температура на входе в технологические каналы $\sim$190° С и на выходе из каналов $\sim$270° С. Таким образом, запас по температуре до точки кипения — около 40° С. Во вторичном контуре три парогенератора вырабатывают около 40 *т/ч* пара с давлением 12,5 *ата* и температурой 255—260° С. Этот пар направляется в паровую турбину конденсационного типа, работающую без регенеративного подогрева.

При разгрузке реактора заменяют каналы центральной части активной зоны периферийными каналами, в которых выгорание

U^{235} идет медленнее. Это позволяет доводить выгорание до 10 *кг* на тонну.

Другой тип реактора, охлаждаемого водой под давлением, представляет собой реактор PWR, установленный на атомной электростанции Шиппингпорт в США, штат Пенсильвания. Продольный разрез корпуса реактора показан на рис. 8-4. Вода, находящаяся под давлением в среднем около 140 *ата*, является одновременно замедлителем и теплоносителем. Ее температура при проходе через реактор изменяется с 264 до 283° С. При работе на полную тепловую мощность, равную 232 *Мвт*, расход во-

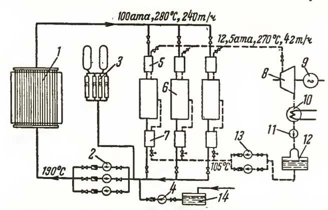


Рис. 8-3. Тепловая схема первой советской атомной электростанции.

1 — реактор; *2* — циркуляционные насосы первого контура; *3* — компенсаторы объема; *4* — насос подпитки первого контура; *5* — пароперегреватель; *6* — испаритель; *7* — подогреватель; *8* — турбина; *9* — генератор; *10* — конденсатор; *11* — насос для конденсата; *12* — деаэратор; *13* — циркуляционные насосы второго контура; *14* — дополнительный бак для воды.

ды составляет 191,5 *м³/мин*, перепад давлений в первичном контуре циркуляции — 9,3 *ат*. Во вторичном контуре вырабатывается насыщенный пар давлением 42 *ата*. Парогенераторы — трубчатые, теплоноситель проходит внутри трубок, омываемых снаружи кипящей водой вторичного контура. Электрическая мощность турбогенератора — 100 *Мвт*, но активная зона, запроектированная для первой кампании, обеспечит работу турбогенератора с нагрузкой не более 60 *Мвт*. В последующем, после замены активной зоны, мощность будет повышена до 100 *Мвт*. Коэффициент полезного действия брутто электростанции при работе без регенеративного подогрева близок к 26%. Расход энергии на циркуляцию теплоносителя в первичном контуре не превышает 6% вырабатываемого количества электроэнергии. Тепловая схема электростанции показана на рис. 8-5.

Активная зона реактора (рис. 8-6) разделена на зону воспроизводства и зону запала. Тепловыделяющие элементы зоны воспроизводства выполнены в виде трубок из циркалоя-2 с диаметром 10,5 *мм* и толщиной стенки 0,77 *мм*, заполненных таб-

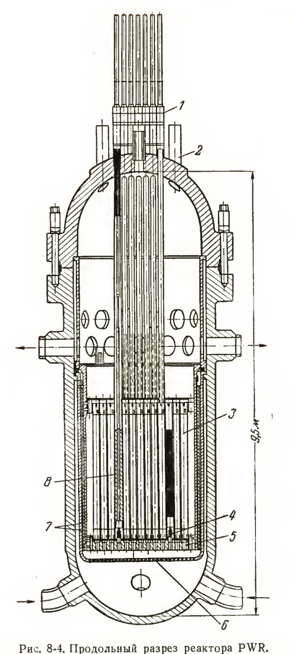


Рис. 8-4. Продольный разрез реактора PWR.

1 — направляющие втулки приводных механизмов; 2 — загрузка топлива; 3 — тепловыделяющая сборка (размножающая) из природного урана; 4 — пружина; 5 — нижняя опорная плита; 6 — перфорированная перегородка для распределения потока теплоносителя; 7 — тепловая защита; 8 — тепловыделяющая сборка (запал) из обогащенного урана.

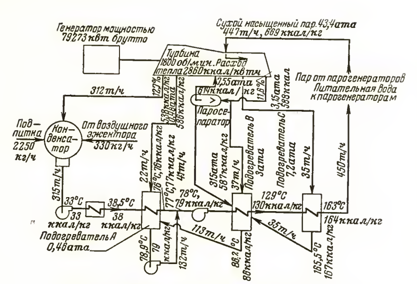


Рис. 8-5. Тепловая схема установки Шиппингпорт.

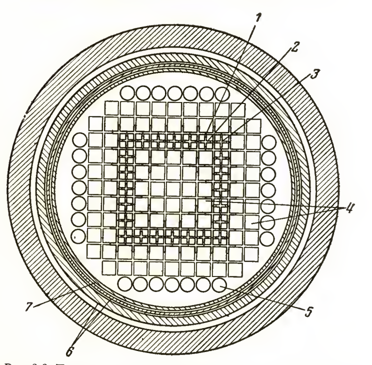


Рис. 8-6. Поперечный разрез активной зоны реактора PWR.

1 — дистанционная вставка; 2 — запальная тепловыделяющая сборка; 3 — регулирующий стержень; 4 — тепловыделяющая сборка зоны воспроизводства; 5 — место для дополнительных тепловыделяющих сборок зоны воспроизводства; 6 — тепловая защита; 7 — клетка активной зоны.

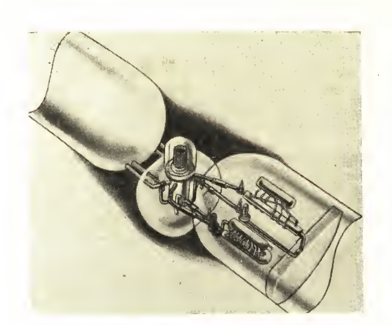


Рис. 8-7. Реактор атомной электростанции Шиппингпорт и две циркуляционные петли в защитных стальных оболочках.

летками из двуокиси природного урана. Таблетки изготавливаются путем холодного прессования с последующим спеканием. Чтобы обеспечить хороший тепловой контакт между оболочкой и сердечником, предусмотрена высокая точность обработки таблеток. Температура в центре таблеток может достигать 1 200° С, что, однако, не опасно, поскольку двуокись урана плавится при 2 850° С. Трубки собраны в пучки по 100 шт. в каждом. Таких сборок в зоне воспроизводства 93, суммарная загрузка природного урана — около 12,7 *т*. В зоне запала размещены 24 сборки, содержащие 75 *кг* U^{235} с 90-процентным обогащением, сильно разбавленного цирконием. Тепловыделяющие элементы зоны запала выполнены в виде четырех крестообразных сваренных пластин. В среднем по реактору обогащение составляет около 1,25%. Предполагается, что в начальном периоде работы зона воспроизводства будет давать около 60% тепла.

Загрузка и разгрузка сборок тепловыделяющих элементов производятся при остановленном и охлажденном до 90° С реакторе через небольшие отверстия в крышке со вскрытием сварных швов, герметизирующих эти отверстия. Корпус реактора при этом заполнен водой, что обеспечивает защиту персонала, производящего разгрузку, от облучения. Удаляемые сборки транспортируются под водой в хранилище.

Реактор помещен в сферическую стальную оболочку диаметром 11,6 *м*. В верхней части оболочка имеет цилиндрический купол для размещения приводных механизмов регулирующих стержней. Первичный контур выполнен в виде четырех петель, каждая из которых имеет свой насос и парогенератор. Эти петли со всем вспомогательным оборудованием размещены попарно в двух стальных цилиндрах диаметром 15 *м* и длиной по 30 *м*, находящихся по обе стороны от реакторной сферы (рис. 8-7). В отдельной стальной оболочке диаметром 15 *м* и длиной 45 *м* размещено остальное вспомогательное оборудование, связанное

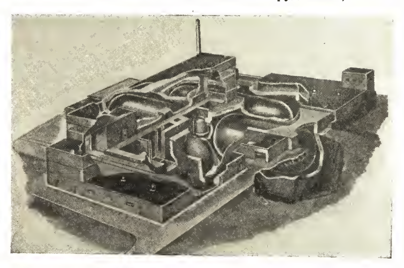


Рис. 8-8. Перспективный разрез реакторной установки Шиппингпорт.

с реактором. Общий вид четырех стальных оболочек в здании атомной электростанции показан на рис. 8-8. Оболочки должны предотвратить распространение радиоактивных газов или паров, содержащих продукты деления, в случае возникновения крупной аварии с реактором. Все оболочки соединены друг с другом переходами с диаметрами 2,4—3,7 *м*. Доступ в оболочки осуществлен через герметичные шлюзовые двери.

Для снижения строительных расходов паровая турбина и генератор установлены открыто на перекрытии помещения, предназначенного для конденсаторов и вспомогательного оборудования, и обслуживаются портальным краном. Давление насыщенного пара у дроссельного клапана турбины составляет при разных нагрузках 38—42 *ати*. Турбина имеет три отбора, дающих возможность подогреть питательную воду до 163° С. Во второй отбор, осуществляемый при давлении 3,15 *ата*, включен сепаратор влаги, через который проходит весь пар. В сепараторе влажность пара уменьшается с 11,6 до 1%. Влажность пара на вы-

хлопе составляет около 13,2% при давлении в конденсаторе 37,5 *мм рт. ст.* Использование регенеративного цикла увеличивает термический к. п. д. с 26,5 до 29,5%. Удельный расход пара при работе с регенерацией — около 5,75 *кг/квт·ч.*

Принципиальная схема советского водо-водяного энергетического реактора показана на рис. 8-9. В активной зоне реактора

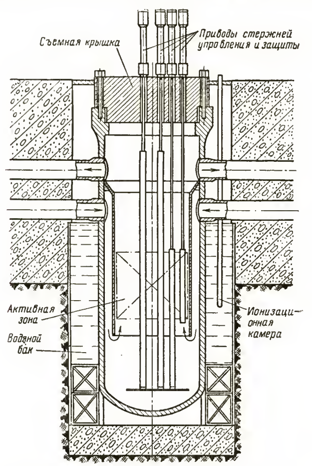


Рис. 8-9. Схема советского водо-водяного реактора.

могут быть размещены кассеты с тепловыделяющими элементами двух типов: из обогащенного и из природного урана. Первоначальная загрузка состоит из 17 *т* двуокиси урана с обогащением 1,5%. В отличие от реактора PWR, имеющего одноходовую активную зону, в советском реакторе применен двухходовой поток теплоносителя через корпус реактора. Давление теплоносителя равно 100 *ат*, в активной зоне он нагревается от 250

до 275° С. Внешняя система циркуляции теплоносителя выполнена в виде 6 параллельных петель. В каждой петле — парогенератор, центробежный насос и клапаны с электрическим управлением, позволяющие отключить петлю от реактора. Для замены кассет (или целиком всей активной зоны) реактор останавливают и снимают крышку его корпуса.

Во вторичном контуре вырабатывается сухой насыщенный пар при давлении 32 *ата*. Максимальная электрическая мощность реактора составляет 210 *Мвт* при тепловой мощности 760 *Мвт*. Расход энергии на собственные нужды — около 7,5%. В машинном зале атомной электростанции предусматривается установка турбогенераторов мощностью по 70 *Мвт*. Паровые турбины рабо-

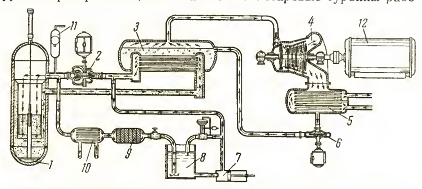


Рис. 8-10. Принципиальная схема установки водо-водяного реактора.

1 — реактор; *2* — циркуляционный насос; *3* — парогенератор; *4* — турбина; *5* — конденсатор; *6* — питательный насос; *7* — подпиточный насос; *8* — подпиточная емкость; *9* — фильтр; *10* — холодильник; *11* — компенсатор высокого давления; *12* — генератор.

тают на насыщенном паре с давлением 30 *ата* на входе. Турбина имеет два цилиндра, между которыми включены сепараторы влаги. Управление всей атомной электростанцией полностью автоматизировано. Принципиальная схема установки представлена на рис. 8-10 (на схеме показан вариант реактора с опускным ходом теплоносителя в активной зоне).

8-3. РЕАКТОРЫ, ОХЛАЖДАЕМЫЕ ЖИДКИМИ МЕТАЛЛАМИ

Во всех сооружаемых в настоящее время энергетических реакторах этого типа в качестве теплоносителя применен натрий, поскольку его характеристики как теплоносителя значительно лучше, чем характеристики сплавов натрий — калий и свинец — висмут (см. табл. 6-2). Натрий обладает высокой теплопроводностью. Его теплоемкость, отнесенная к единице объема, примерно в 1,5 раза превосходит теплоемкость сплава Na — K. Правда, она в 1,5 раза ниже, чем объемная теплоемкость сплава Pb—Bi, но сплав Pb — Bi обладает очень большой плотностью и низкой теплопроводностью, что приводит к большим потерям напора на его перекачку, а жидкий натрий по своим гидродинамическим

свойствам аналогичен воде. В коррозийном отношении жидкий натрий совместим со многими конструкционными металлами. Точка кипения натрия — 882° С, что позволяет иметь достаточно высокую температуру теплоносителя при атмосферном давлении. Существенным недостатком натрия является то, что он очень активно взаимодействует с кислородом и водой и поэтому должен быть надежно от них изолирован. Под действием нейтронов натрий становится радиоактивным с периодом полураспада около 15 *ч*. Поэтому приходится изолировать парогенераторы от первичного контура натрия посредством промежуточного вторичного натриевого контура, передающего тепло воде. Так поступают с той целью, чтобы в случае пожара, могущего возникнуть при попадании воды в натрий, избежать усугубления последствий этой аварии из-за радиоактивности натрия.

Атомная электростанция мощностью 75 *Мвт* с натрий-графитовым реактором SGR сооружается в штате Небраска, США, с предполагаемым окончанием строительства к 1959 г. Активная зона реактора запроектирована в двух вариантах, конструктивно одинаковых, но отличающихся друг от друга типом тепловыделяющих элементов и некоторыми размерами. В первом варианте — урановом — применен уран, обогащенный до 1,8%, во втором — ториевом — сплав тория с U^{235}, содержащий 3,7% атомов U^{235}. В тории при работе реактора образуется протактиний Pa^{233}, распадающийся в U^{233}. Предполагается, что коэффициент воспроизводства в урановом варианте составит около 0,7 и в ториевом — около 0,8. Тепловая мощность реактора 250 *Мвт*. Загрузка в урановом варианте содержит 443 *кг* и в ториевом —360 *кг* U^{235}. Максимальная температура урана принята равной 650° С, тория — 870° С. Температура натрия на входе в реактор 260° С и на выходе из него — около 500° С.

Вертикальный разрез реактора представлен на рис. 8-11. Графитовый замедлитель состоит из шестигранных блоков, заключенных в циркониевые оболочки толщиной 0,9 *мм*. Оболочки защищают графит от пропитывания его натрием. Собранные в сборки стержневые тепловыделяющие элементы имеют оболочки из нержавеющей стали толщиной 0,25 *мм*. Хороший тепловой контакт между сердечником и оболочкой достигается посредством заполнения зазоров жидким Na или Na — K. В верхней части оболочки с учетом теплового расширения оставлено пространство, заполняемое гелием, что обеспечивает проверку герметичности оболочек посредством гелиевого течеискателя. Теплоноситель подается в нижнюю часть корпуса реактора и оттуда движется кверху по трубам технологических каналов и зазорам шириной 11,25 *мм* между графитовыми блоками. Скорость натрия в урановом варианте 2,7 *м/сек*, в ториевом — около 5 *м/сек*. Расход натрия по каналам регулируется дроссельными устройствами в соответствии с тепловой мощностью каналов, что обеспечивает одинаковость температуры натрия на выходе из кана-

лов. Максимальные теплонапряжения в обоих вариантах соответственно равны $1 \cdot 10^6$ и $2{,}3 \cdot 10^6$ *ккал/м² ч*. Для циркуляции натрия применены вертикальные центробежные насосы с уплотнениями из охлажденного до отвердения натрия. Энергетическая

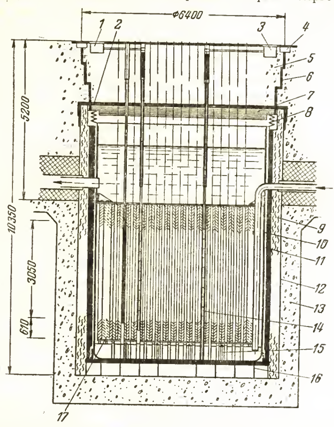


Рис. 8-11. Вертикальный разрез натрий-графитового реактора.

1 — привод регулирующего стержня; *2* — плита из нержавеющей стали толщиной 51 *мм* и свинца толщиной 51 *мм*; *3* — привод аварийного стержня; *4* — траншея для электропроводки; *5* — тяжелый бетон; *6* — металлическое кольцевое уплотнение; *7* — теплоизоляционные плиты из нержавеющей стали; *8* — эластичное уплотнение; *9* — изоляция; *10* — тепловая защита; *11* — корпус активной зоны из нержавеющей стали; *12* — стальная обшивка; *13* — железобетон; *14* — аварийный стержень; *15* — опора камеры; *16* — опорные кольца активной зоны; *17* — герметизированный элемент отражателя.

часть установки имеет начальные параметры пара 56 *ати* и 440° С при температуре питательной воды 150° С. Турбина мощностью 80,8 *Мвт* имеет три отбора на регенерацию при давлениях 5,64, 1,75 и 0,52 *ата*.

Другим примером установки с натриевым охлаждением может служить реактор-размножитель на быстрых нейтронах, сооружаемый в Даунрее (Англия). Схема этой установки с реактором и теплообменниками, заключенными в стальную сферу диаметром

41,2 *м*, показана на рис. 8-12. Тепловая мощность реактора 60 *Мвт*, мощность турбины — 15 *Мвт*, давление пара 10,5 *ат*, температура 270° С. Тепло выделяется в активной зоне, не имеющей замедлителя и выполненной в виде шестигранника с поперечником и высотой, равными 533 *мм*, и в зоне воспроизводства, окружающей активную зону. В первичном контуре нет никакой запорной арматуры и отсутствуют сливные баки. Контур состоит из 24 параллельных петель, в каждой петле — свои натрий-натриевый теплообменник и электромагнитный насос. Каждая пара насосов будет питаться от одного из 12 дизель-электрических генераторов, предусмотренных только для этой цели. В активной зоне — 100 тепловыделяющих элементов из высокообогащенного урана с оболочками из ниобия. В зоне воспроизводства — природный уран.

Примененные для перекачки натрия электромагнитные насосы известны с 1907 г. Существует несколько типов таких насосов. В этих насосах нет движущихся частей и, следовательно, сальниковых уплотнений. Труба, по которой идет жидкий металл, помещается в магнитном поле. К жидкому металлу подводится электрический ток, вследствие чего металл, как каждый проводник, помещенный в магнитное поле, испытывает усилие, направленное перпендикулярно направлению поля и тока. Это усилие и используется для перемещения жидкого металла. Таким образом, электромагнитные насосы работают по тому же принципу, что и обычные электродвигатели. Недостатком таких насосов являются их низкий к. п. д. (5—15%) и как следствие большая затрата энергии на циркуляцию. Этот недостаток особенно сильно сказывается при необходимости перекачки больших количеств жидкого металла, т. е. для крупных установок. Другим недостатком электромагнитных насосов является их громоздкость.

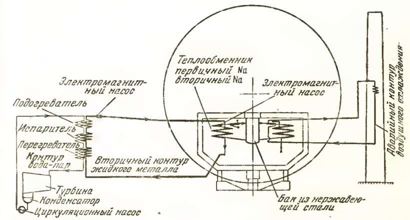


Рис. 8-12. Схема установки реактора-размножителя на быстрых нейтронах в Даунрее.

8-4. РЕАКТОРЫ, ОХЛАЖДАЕМЫЕ СЖАТЫМ ГАЗОМ

Схема реактора с газовым охлаждением, работающего на природном уране, установленного на атомной электростанции в Колдер-Холле (Англия), показана на рис. 8-13. На рис. 8-14 показан поперечный разрез этой электростанции, имеющей два реактора с электрической мощностью по 46 *Мвт*.

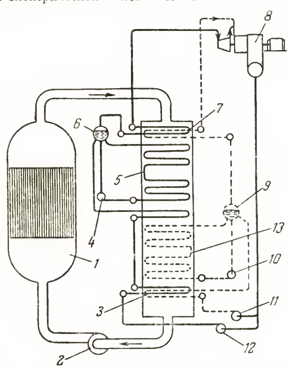


Рис. 8-13. Схема английской атомной электростанции Колдер-Холл.

1 — реактор; *2* — газодувка; *3* — водоподогреватель; *4* — циркуляционный насос высокого давления; *5* — испаритель высокого давления; *6* — барабан высокого давления; *7* — пароперегреватель; *8* — турбина; *9* — барабан низкого давления; *10* — циркуляционный насос низкого давления; *11* — питательный насос низкого давления; *12* — питательный насос высокого давления; *13* — испаритель низкого давления.

Активная зона реактора имеет графитовый замедлитель. Ее размеры: диаметр 9,45 *м* и высота 6,4 *м*. Боковой графитовый отражатель имеет толщину около 0,76 *м*, а торцовые — по 0,91 *м*. Технологические каналы в количестве 1 696 шт. размещены с шагом, равным 203 *мм*. В каждом канале помещаются шесть тепловыделяющих элементов, длина каждого — несколько более 1 *м*. Стержневой сердечник тепловыделяющих элементов диаметром 29,2 *мм* и длиной 1 002 *мм* заключен в оболочку толщиной 1,8 *мм* из магниевого сплава «магнокс», содержащего 0,05% бериллия, 0,10% кальция и 1,0% алюминия. Наружная поверхность оболочки оребрена, причем ребро выполнено в виде

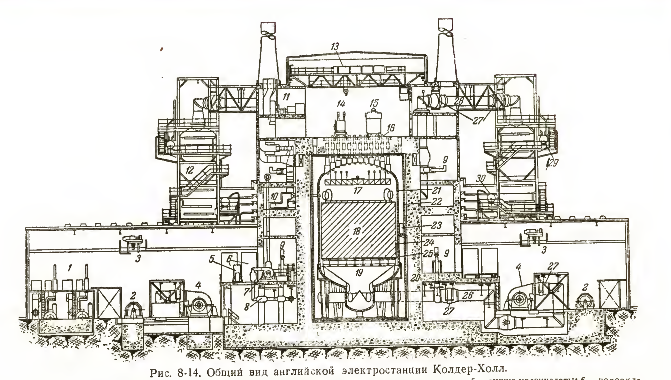


Рис. 8-14. Общий вид английской электростанции Колдер-Холл.

1 — дизель-генераторы; 2 — агрегат Леонарда; 3 — помещение газодувок; 4 — главные газодувки; 5 — сушка углекислоты; 6 — водоохладители; 7 — вспомогательные газодувки; 8 — вспомогательная циркуляция; 9 — запорный клапан; 10 — газоотборные трубки; 11 — вентилятор для охлаждения защиты; 12 — теплообменник; 13 — мостовой кран; 14 — загрузочная машина; 15 — разгрузочная машина; 16 — приводы регулирующих стержней; 17 — решетка для газоотборных трубок; 18 — графитовый замедлитель; 19 — опорная решетка; 20 — биологическая защита; 21 — тепловая изоляция; 22 — тепловая защита; 23 — тепловая колонна; 24 — крепление графитовой кладки; 25 — перегородка; 26 — подвод газа; 27 — сильфонные компенсаторы и опоры; 28 — главный выход газа; 29 — барабан высокого давления; 30 — барабан низкого давления.

одноходового винта с шагом 3,2 *мм*. Диаметр по ребру — 54 *мм*. Герметизация оболочки производится в атмосфере гелия. Торцовые пробки оболочек имеют приспособление для захвата и центровки в каналах. Поперечные, а не продольные ребра были выбраны из-за того, что они лучше по теплоотдаче. На рис. 8-15 показано измеренное распределение температуры в поперечном сечении канала реактора в Виндскейле, охлаждаемого воздухом и имеющего тепловыделяющие элементы, снабженные продольными ребрами. Большой градиент температуры в поперечном сечении потока указывает на плохое перемешивание теплоносителя, что приводит к снижению теплоотдачи на 20—30% по сравнению с расчетной величиной. Спиральные ребра тепловыделяющих элементов в значительной мере устраняют недостаточность перемешивания газа. Загрузка и разгрузка тепловыделяющих элементов осуществляются посредством специальных загрузочных и разгрузочных механизмов при остановленном аппарате и снятом давлении газа.

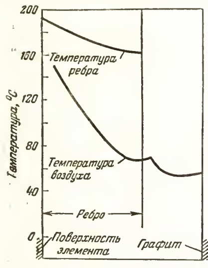


Рис. 8-15. Распределение температуры в поперечном сечении канала реактора, установка Виндскейл.

С целью теплового выравнивания решетка активной зоны реактора разделена на три зоны. Центральная зона радиусом 1,835 *м* имеет 256 каналов с диаметрами 105,5 *мм*, в средней зоне, ограниченной радиусом 3,3 *м*, имеется 576 каналов с диаметрами 100,2 *мм* и, наконец, периферийная зона включает 864 канала с диаметрами 91,6 *мм*.

Графитовая кладка реактора помещена в стальном корпусе диаметром 11,3 *м* с толщиной стенок 51 *мм*. Стенки корпуса защищены термическим экраном из стали толщиной 15 *см*. Бетонная защита имеет толщину 2,13 *м*.

В качестве теплоносителя применен углекислый газ при давлении 7 *кг/см²*. Температура газа на входе в реактор 140° С и на выходе 336° С. Расчетная максимальная температура поверхности тепловыделяющих элементов 408° С.

Реактор имеет четыре газовые циркуляционные петли. В каждой петле имеются газодувка центробежного типа с консольным ротором и парогенератор с двумя ступенями давления. В ступени высокого давления вырабатывается пар давлением 14 *кг/см²* с температурой 310° С; в ступени низкого давления — давлением

3,7 *кг/см²* с температурой 171° С. Температура питательной воды равна 37,8° С. Производительности каждой ступени соответственно 90 и 27 *т/ч*. По теплу часть низкого давления составляет 21,5% и часть высокого давления — 78,5%. Парогенераторы выполнены с принудительной циркуляцией по типу котлов Лямонта. Кратность циркуляции равна 4. Поверхности нагрева обоих ступеней давления размещены в общем вертикальном стальном корпусе диаметром 5,5 *м* и высотой 23 *м*. Секции парогенераторов выполнены из труб диаметром 50,8 *мм*, имеющих наружное оребрение.

Мощность газодувок составляет 5,44 *Мвт*. Для регулирования их производительности предусмотрен агрегат Леонарда, позволяющий изменять обороты в отношении 10 : 1.

Между двумя зданиями, в которых размещены реакторы, находится паротурбинный корпус с четырьмя двухцилиндровыми турбинами конденсационного типа. Номинальная мощность каждой турбины 23 *Мвт*.

Расход энергии на собственные нужды — около 18%, а расчетный электрический к. п. д. электростанции ~23%.

В проектах последующих реакторов этого типа предусмотрены некоторые улучшения. Толщина корпуса, в котором размещена активная зона, увеличена до 76,2 *мм*, что позволит увеличить диаметр активной зоны, повысить использование тепловых нейтронов и улучшить равномерность распределения нейтронного потока по радиусу реактора. Электрический к. п. д. будет повышен до 28% за счет повышения давления и температуры газа. Разгрузка реактора и загрузка его тепловыделяющими элементами будут производиться без выключения реактора из работы. Конструкция тепловыделяющих элементов будет изменена таким образом, чтобы разгрузить урановый сердечник от весовой нагрузки столба вышестоящих тепловыделяющих элементов. Предполагается, что все эти улучшения позволят увеличить выгорание делящихся изотопов в уране и довести его до 2 500 *Мвт-дней* на 1 *т*.

На рис. 8-16 приведена схема советского энергетического тяжеловодного реактора на природном уране с газовым охлаждением, а на рис. 8-17 — схема технологического канала этого реактора. Тепловыделяющие элементы этого реактора предполагается выполнить в виде тонких и длинных проволок, покрытых оболочкой из сплава легких металлов, выдерживающего температуру до 550° С. В качестве теплоносителя применен углекислый газ под давлением около 60 *ата*. Температура газа на выходе из реактора составит около 420° С. Мощность газодувок — не более 15% электрической мощности реактора. Для лучшего использования низкопотенциального тепла применена двухступенчатая схема парообразования. Ступень низкого давления, вырабатывающая не более 20% энергии, производит насыщенный пар давлением 2 *ата*. В ступени высокого давления производится пар

29 *ата* и 400° С. Пар как низкого, так и высокого давления срабатывается в турбине двух давлений.

Стальной корпус реактора рассчитан на давление 60 *ата*. В нем помещен авиалевый бак, пронизанный технологическими каналами и заполненный замедлителем — тяжелой водой. Сборки тепловыделяющих элементов, находящихся в технологических каналах, подвешены к выемным пробкам, расположенным в верхней защите. Как видно из рис. 8-16, пространство над уровнем

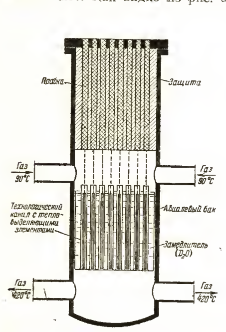


Рис. 8-16. Схема советского тяжеловодного энергетического реактора с газовым охлаждением.

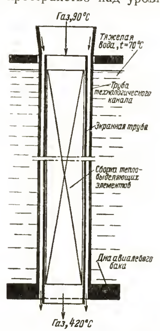


Рис. 8-17. Схема технологического канала советского тяжеловодного энергетического ядерного реактора с газовым охлаждением.

тяжелой воды сообщается с пространством внутри стального корпуса, чем достигается выравнивание давлений в обеих емкостях. Сборка тепловыделяющих элементов находится в экранной трубе из авиаля. Между экранной трубой и трубой технологического канала имеется узкий кольцевой зазор для прохода газа, охлаждающего экранную трубу, вследствие чего температура этой трубы не превышает величины, допустимой для некоторых алюминиевых сплавов, при условии, что требований к прочности не предъявляется. Предполагается, что при одновременной выгрузке всех каналов может быть достигнута продолжительность кампании около 1 800 *Мвт-дней* на 1 *т*, а при частичной выгрузке каналов с заменой наиболее выгоревших элементов новыми можно достичь выгорания до 3 150 *Мвт-дней/т*.

8-5. РЕАКТОРЫ С КИПЯЩЕЙ ВОДОЙ

Энергетические реакторы, у которых пар вырабатывается непосредственно в активной зоне из воды, используемой в качестве замедлителя, обладают следующими преимуществами по сравнению с реакторами, охлаждаемыми водой под давлением: значительно более низкое давление в реакторе при одинаковых давлениях пара, более простая схема установки вследствие отсутствия вторичного контура и парогенераторов, меньший расход энергии на циркуляцию теплоносителя.

Первым построенным и пущенным в эксплуатацию энергетическим реактором кипящего типа является экспериментальный реактор BORAX-III, строительство которого было начато в США на Национальной экспериментальной базе по испытанию реакторов Арко в штате Айдахо в сентябре 1954 г. В июне 1955 г. реактор достиг критичности, а в июле вышел на мощность, составляющую 15 *Мвт* по теплу и 2,5 *Мвт* по электричеству. Реактор вырабатывает насыщенный пар давлением 21 *ата*, выпускаемый в атмосферу или подаваемый в па-

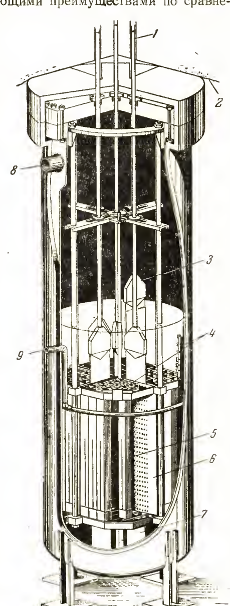


Рис. 8-18. Общий вид реактора с кипящей водой.

1 — привод регулирующих стержней; *2* — защита приямка реактора; *3* — регулирующий стержень; *4* — решетка, поддерживающая сборки тепловыделяющих элементов; *5* — сборка тепловыделяющих элементов; *6* — направляющая регулирующего стержня; *7* — хвостовая часть регулирующего стержня; *8* — выход пара; *9* — вход питательной воды.

ровую турбину с генератором мощностью 3,5 *Мвт*. Общий вид реактора показан на рис. 8-18. Корпус реактора изготовлен из нержавеющей стали толщиной 19 *мм*, его внутренний диаметр 133 *см*, высота 458 *см*. Тепловыделяющие элементы выполнены в виде пластин из уран-алюминиевого сплава, покрытого с обеих сторон алюминием. Толщина пластин 1,52 *мм*. Уран имеет 90-процентное обогащение. Максимальная температура поверхности тепловыделяющих элементов принята равной 215° С. Каждая сборка состоит из 24 пластин, образующих охлаждающие каналы с толщиной 6,7 *мм*, шириной 32,3 *мм* и длиной 680 *мм*. Число сборок в активной зоне равно 87. Активная зона выполнена таким образом, что ее можно целиком заменять. Регулирующие стержни имеют пневматический привод.

Реактор показал устойчивую работу при всех давлениях от атмосферного до давления 21 *ата*, при котором удельная мощность составляла около 38 *квт/л*. Максимальный теплосъем доходит до 250 000 *ккал/м² ч*, средний — около 110 000 *ккал/м² ч*. Степень сухости пара составляла 98%. Радиоактивность сухого пара, обусловленная уносом радиоактивных примесей, оказалась в 10^5 раз ниже, чем радиоактивность воды в реакторе. Радиоактивность турбины будет определена после длительной непрерывной работы установки.

Аргоннская национальная лаборатория строит реактор кипящего типа с тепловой мощностью 20 *Мвт* и электрической 5 *Мвт*. Реактор будет работать при давлении 42 *ата*. Фирма Коммонуэлс Эдисон приступила к постройке вблизи Чикаго атомной электростанции с реактором кипящего типа мощностью 682 *Мвт* по теплу и 180 *Мвт* по электричеству. Давление пара принято равным 42 *ата*. Эта электростанция должна быть введена в эксплуатацию к 1960 г.

Литература

1. Атомная энергетика, Сборник докладов иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955, Госэнергоиздат, 1956.

2. А. И. Алиханов, В. В. Владимирский, П. А. Петров и П. И. Христенко, Тяжеловодный энергетический реактор с газовым охлаждением, «Атомная энергия», 1956, № 1.

3. Реакторостроение и теория реакторов, Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955, Издательство Академии наук СССР, 1955.

4. Выставка по использованию атомной энергии в мирных целях, Путеводитель, Москва, 1956.

Глава девятая

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ

9-1. ТИПЫ ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

На атомных электростанциях превращение ядерной энергии в электрическую осуществляется посредством тепловых циклов. Рабочим телом цикла может быть газ или пар. При газовом цикле привод электрогенераторов осуществляется посредством газовых турбин, при паровом — посредством паровых турбин.

Иногда задают вопрос о возможности непосредственного превращения ядерной энергии в энергию электрическую. Но ядерная энергия освобождается при делении ядер главным образом в виде кинетической энергии осколков деления, другими словами, в виде тепловой энергии. Поэтому вопрос о непосредственном превращении ядерной энергии в электрическую практически равнозначен вопросу о непосредственном переходе теплоты в электричество. Как известно, за последние годы в этом вопросе достигнут некоторый успех благодаря использованию полупроводниковых термоэлементов, дающих возможность осуществлять непосредственное превращение теплоты в электричество с к. п. д., достигающим 7%. Пока что этот способ получил практическое применение в виде маленьких полупроводниковых термоэлектрических генераторов, предназначенных для питания радиоприемников. Возможно, что дальнейшие успехи науки о полупроводниках позволят осуществить более или менее крупные энергетические установки с полупроводниковыми термоэлементами, однако вряд ли удастся достичь этого в ближайшие годы. Таким образом, для атомных электростанций пока приходится рассчитывать только на применение обычных циклов теплоэнергетики.

Газовый цикл для атомных электростанций в принципе, конечно, проще парового, поскольку при газовом цикле отпадает надобность в парогенераторах и вообще во всем паро-водяном хозяйстве. Особенно привлекательным представляется замкнутый цикл, осуществляемый, например, посредством такого газа, как гелий, который не становится радиоактивным при прохождении через реактор. Но экономичность газотурбинных установок силь-

но зависит от начальной температуры газа. При температуре газа 500° С к. п. д. газотурбинной установки не выше 15%, а при более низких температурах он снижается настолько, что нельзя и ставить вопрос о применении газовых турбин. Обычно считают, что газотурбинные установки могут конкурировать с паротурбинными только в тех случаях, когда температура газа на входе в турбину превышает 700—800° С. В случае ядерных энергетических установок эта температура должна быть еще выше. Дело в том, что ядерные энергетические установки не имеют потерь от недожога топлива и с уходящими газами. На обычных тепловых электростанциях эти потери в сумме составляют не менее 12—15%, и эта величина является выигрышем при переходе от обычных тепловых электростанций к атомным. Поэтому при одинаковых параметрах пара к. п. д. атомных электростанций будет на 12—15% выше к. п. д. обычных тепловых электростанций, а при равных к. п. д. параметры пара на атомной электростанции будут более низкими, чем на обычной тепловой. Следовательно, по этой же причине газотурбинные установки на атомных электростанциях смогут конкурировать с паротурбинными только в том случае, если удастся повысить начальную температуру газа в более значительных размерах, чем это необходимо для успешной конкуренции газовых турбин с паротурбинными установками обычных электростанций. Между тем высокие температуры теплоносителя в ядерных реакторах вызывают большие трудности из-за повышения требований к стойкости тепловыделяющих элементов и материалов активной зоны. Поэтому в ближайшие годы вряд ли можно ожидать применения газовых турбин на атомных электростанциях.

Паровой цикл может быть осуществлен на атомных электростанциях в двух вариантах: в виде цикла с производством пара непосредственно в активной зоне реактора и в виде цикла с промежуточным теплоносителем, жидким или газообразным, передающим тепло из активной зоны парогенераторам, вырабатывающим пар. В первом варианте цикл осуществляется посредством одноконтурной замкнутой схемы, подобной тепловым схемам обычных паровых электростанций (рис. 9-1). Во втором варианте схема состоит из двух контуров: первичного и вторичного (рис. 9-2). В первичном контуре рабочим телом является теплоноситель, во вторичном — вода и водяной пар.

Реакторы с кипящей водой вызывают опасения в связи с возможностью радиоактивного загрязнения турбин и конденсаторов, что может существенно усложнить их эксплуатацию. При нормальных условиях работы реактора опасность радиоактивного загрязнения, вероятно, невелика, но в случае нарушения герметичности защитных оболочек тепловыделяющих элементов может произойти недопустимое повышение радиоактивности пара за счет появления в нем продуктов деления в виде газов и аэрозолей.

Реакторы кипящего типа могут работать не только на обычной, но также и на тяжелой воде. Преимущество тяжелой воды заключается в возможности использовать в качестве ядерного горючего природный уран. Работа турбин на тяжеловодном паре поставит задачу снижения величины потерь пара, которые в связи с высокой стоимостью тяжелой воды должны быть очень небольшими. Кроме того, возникает задача не допустить слишком быстрого роста содержания H_2O в тяжелой воде из-за неплотностей конденсаторов, попадания влаги из воздуха и т. п. При проектировании кипящих тяжеловодных реакторов следует предусматривать запас реактивности на компенсацию ухудшения

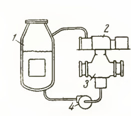


Рис. 9-1. Принципиальная схема атомной энергетической установки с реактором с кипящей водой.

1 — реактор; 2 — паровая турбина; 3 — конденсатор; 4 — питательный насос.

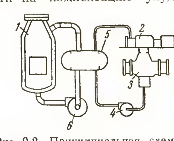


Рис. 9-2. Принципиальная схема атомной энергетической установки с реактором с водой под давлением.

1 — реактор; 2 — паровая турбина; 3 — конденсатор; 4 — питательный насос; 5 — парогенератор; 6 — циркуляционный насос.

изотопного состава тяжелой воды или же иметь на атомной электростанции достаточно производительную установку для регенерации тяжелой воды.

При двухконтурной схеме теплосъем в реакторе растет с увеличением циркуляции теплоносителя D *т/ч* и разности его температур на выходе и входе Δt:

$$Q = Dc_p \Delta t \cdot 10^3 \text{ ккал/ч}. \tag{9-1}$$

Растет и полная электрическая мощность реактора:

$$N_э = \eta \frac{Dc_p \Delta t \cdot 10^3}{860} \text{ квт}, \tag{9-2}$$

где η — электрический к. п. д. брутто реактора, равный отношению полной электрической мощности реактора к его тепловой мощности:

$$\eta = \frac{N_э}{N_T}. \tag{9-3}$$

Полезная электрическая мощность реактора

$$N_{эп} = N_э - N_ц, \tag{9-4}$$

где $N_ц$ — мощность нагнетателей, осуществляющих циркуляцию теплоносителя.

С увеличением циркуляции теплоносителя полезная электрическая мощность растет до некоторого предела, после которого дальнейший рост циркуляции теплоносителя приводит к снижению $N_{эп}$ из-за быстрого увеличения $N_ц$.

Если обозначить через V расход теплоносителя в *м³/сек* и через Δp перепад давлений в первичном контуре в *кг/см²*, то мощность нагнетателя составит:

$$N_ц = \frac{V \Delta p}{102 \eta_ц} = \frac{D \Delta p 10^3}{\gamma 3\,600 \cdot 102 \eta_ц} \text{ квт}. \qquad (9\text{-}5)$$

Так как перепад давлений Δp пропорционален квадрату расхода теплоносителя, мощность нагнетателя пропорциональна кубу расхода:

$$N_ц = aD^3. \qquad (9\text{-}6)$$

Но согласно (9-2) при $\Delta t = \text{const}$

$$N_э = bD, \qquad (9\text{-}7)$$

где a и b — коэффициенты пропорциональности. Тогда уравнение (9-4) можно представить в следующем виде:

$$N_{эп} = bD - aD^3. \qquad (9\text{-}8)$$

Для определения максимального значения полезной электрической мощности приравниваем нулю первую производную от $N_{эп}$ по D:

$$b - 3aD^2 = 0. \qquad (9\text{-}9)$$

Умножив это уравнение на D и имея в виду соотношения (9-6) и (9-7), получим:

$$N_ц^{опт} = \frac{1}{3} N_э. \qquad (9\text{-}10)$$

Таким образом, полезная электрическая мощность реактора достигает максимума, когда мощность нагнетателей, осуществляющих циркуляцию теплоносителя, составляет одну треть полной электрической мощности реактора. Так как кривая зависимости полезной электрической мощности атомной электростанции от расхода теплоносителя имеет в области максимума весьма пологое протекание (рис. 9-3), то мощность нагнетателей можно принимать значительно меньше одной трети полной электрической мощности, в особенности для жидких теплоносителей. Такое отклонение целесообразно, поскольку оно приводит к уменьшению расхода энергии на собственные нужды, расхода теплоносителя и числа установленных нагнетателей, снижению максимального давления теплоносителя в системе, уменьшению диаметров и толщин турбопроводов и т. п. В выполненных проектах атомных электростанций затрата энергии на циркуляцию для

жидких теплоносителей (H_2O, D_2O, Na) составляет 5—10% полной выработки электроэнергии, а для газообразных (CO_2) — 10—20%.

Как следует из формулы (9-1), тепловая мощность реактора может быть увеличена путем увеличения расхода теплоносителя и разности температур теплоносителя в реакторе Δt. С точки зрения термодинамики выгоднее иметь большой расход теплоносителя D при малой разности температур Δt. Это дает возможность сохранять в тепловом цикле температуру теплоносителя близкой к наиболее высокому возможному уровню, т. е. к допустимой максимальной температуре на выходе из реактора, и получить во вторичном контуре давление насыщенного пара, соответствующее температуре, всего лишь на 20—25° С меньшей, чем средняя температура теплоносителя. Такой цикл может быть осуществлен при жидких теплоносителях, когда расход мощности на циркуляцию сравнительно мал и далеко еще не достигает теоретического предела, составляющего одну треть полной электрической мощности реактора. Так, например, можно указать на американский реактор PWR с водой под давлением в качестве теплоносителя. В этом реакторе разность температур теплоносителя

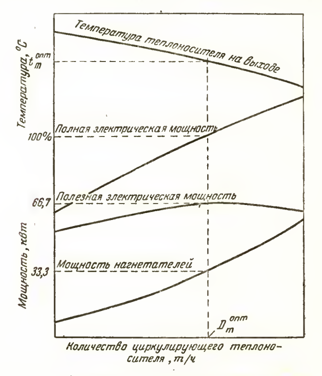


Рис. 9-3. Зависимость полезной электрической мощности реактора от расхода теплоносителя.

$\Delta t = 283—264 = 19°$ C, а давление пара во вторичном контуре равно 42 *ата*, чему соответствует температура насыщения 252,5° С, всего лишь на 21° С меньшая, чем средняя температура теплоносителя. Температурная диаграмма подобной установки представлена схематически на рис. 9-4.

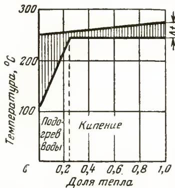


Рис. 9-4. Температурная диаграмма водо-водяной реакторной энергетической установки.

При газообразных теплоносителях приходится идти на увеличение разности температур теплоносителя Δt, чтобы расход теплоносителя D не оказался чрезмерно большим и не потребовал слишком большого расхода мощности на циркуляцию. Большое изменение температуры теплоносителя в первичном контуре приводит к целесообразности применения цикла с перегревом пара. Для использования области низких температур теплоносителя приходится применять двухступенчатый цикл парообразования со ступенями низ-

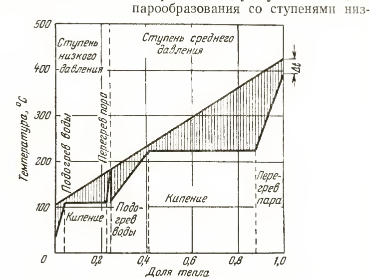


Рис. 9-5. Температурная диаграмма газо-водяной реакторной энергетической установки.

кого и высокого давления. Такая схема применена, например, на английской атомной электростанции Колдер-Холл (см. § 8-4). Температурная диаграмма установки с двумя ступенями давления энергетического пара схематически представлена на рис. 9-5.

На атомной электростанции мощностью 236 *Мвт*, сооружаемой в Индиан-Пойнт (США), теплоносителем является вода под

давлением 105 *ата* и с температурами входа 250° С и выхода 267° С, а вырабатываемый в парогенераторах насыщенный пар давлением 30 *ата* ($t_{нас}$ =233° С) перегревается до 540° С в огневом пароперегревателе, отапливаемом нефтью. Огневой перегрев повышает мощность электростанции на 96 *Мвт*, но, несомненно, он вызывает большие трудности по подбору стали для пароперегревательных труб, экранирующих топку, и усложняет эксплуатацию электростанции. Коэффициент полезного действия огневого пароперегревателя с воздухоподогревателем составляет около 90%.

9-2. ВЫБОР ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЙ

После того как выбран тип ядерной энергетической установки, возникает задача определения оптимальных значений температуры теплоносителя, давления и температуры энергетического пара. Эти значения должны определиться в результате технико-экономических подсчетов, поскольку оптимальными следует считать такие значения этих параметров, которым соответствует минимальная цена 1 *квт·ч*, вырабатываемого атомной электростанцией.

Цена промышленной продукции, представляющая собой денежное выражение стоимости продукции, складывается из себестоимости и дохода, обеспечивающего расширенное воспроизводство. В себестоимость входят все эксплуатационные расходы предприятия, включая амортизацию оборудования. Величина дохода подсчитывается в виде определенного годового процента от средств, вложенных в сооружение предприятия, поскольку предполагается, что доход должен дать возможность построить в будущем следующее предприятие такого же масштаба, как уже сооруженное.

В Советском Союзе цены промышленной продукции определяются государством. Планирование народного хозяйства дает возможность социалистическому государству, исходя из тех или иных соображений хозяйственной политики, устанавливать цены с отклонениями в ту или иную сторону от стоимости продукции. В отдельных случаях может оказаться целесообразным за счет рентабельных предприятий развивать такие предприятия, которые не являются еще пока рентабельными, но станут такими в будущем или же обеспечат возможность в дальнейшем осуществить сооружение рентабельных предприятий подобного рода. Хотя это положение вполне применимо и к атомным электростанциям, но оно не имеет отношения к определению оптимальных энергетических параметров для этих электростанций и поэтому не может влиять на выбор того или иного варианта заданного типа атомной электростанции. Сравнение однотипных вариантов должно проводиться по цене вырабатываемого киловатт-часа при одинаковом проценте дохода от средств, вкладываемых в элек-

тростанцию, и, само собой разумеется, при изменении энергетических параметров в таких пределах, в которых эти изменения не сказываются на надежности работы оборудования.

Было бы неправильным давать оценку экономичности вариантов по себестоимости 1 *квт·ч*. Снижение себестоимости 1 *квт·ч* иногда может достигаться ценой таких больших капиталовложений, что было бы экономически целесообразнее построить электростанцию с менее совершенным оборудованием и меньшим к. п. д., но зато большей мощности. Себестоимость 1 *квт·ч* на такой электростанции была бы выше, чем на электростанции, оснащенной более совершенным оборудованием, но цена 1 *квт·ч* — ниже, и это означало бы, что в данном случае сооружение электростанции с худшим к. п. д. экономически выгоднее.

Для оценки сравнительной экономичности пользуются также понятием срока окупаемости дополнительных расходов. Пусть в одном из вариантов электростанции капитальные затраты составляют A' руб., а в другом варианте — A'' руб. и соответственно себестоимости 1 *квт·ч* k' и k'' *руб/квт·ч*, причем $A' > A''$ и $k' < k''$. Обозначим годовую выработку электроэнергии, одинаковую для обоих вариантов, через $Э$ *квт·ч*. Тогда срок окупаемости

$$\tau = \frac{A' - A''}{Э(k'' - k')} \text{ лет.} \quad (9\text{-}11)$$

Срок окупаемости τ во всяком случае должен быть меньше срока амортизации оборудования, материальной или моральной, подразумевая под моральной амортизацией нецелесообразность использования действующего оборудования, возникшую из-за появления нового, более совершенного и экономически более выгодного в эксплуатации оборудования.

Оба способа сравнения экономичности — по цене 1 *квт·ч* и окупаемости — равноценны, поскольку между сроком окупаемости τ и процентом дохода δ существует очевидное соотношение:

$$\tau = \frac{100}{\delta} \text{ лет.} \quad (9\text{-}12)$$

Но денежная форма является наиболее приспособленной для представления различного рода экономических эффектов, поэтому сравнение экономичности электростанций по цене 1 *квт·ч* следует предпочесть сравнению по сроку окупаемости. Приспособленность денежной формы сказывается, между прочим, и в том, что сравнение экономичности электростанций по цене вырабатываемого киловатт-часа не требует, чтобы выработки электроэнергии или величины установленных мощностей на сравниваемых электростанциях были обязательно одинаковыми.

На тепловых электростанциях срок амортизации оборудования принимают в пределах 10—15 лет. Этот срок тем меньше, чем больше число часов использования установленной мощности.

Для $n=7\,000$ *ч* срок амортизации обычно принимают равным 11—12 годам, а срок окупаемости — 5—8 годам. Для атомных электростанций следует принимать менее продолжительный срок амортизации, главным образом из-за совершенно недостаточной изученности условий работы оборудования этих электростанций. Кроме того, необходимо учитывать быструю моральную амортизацию, поскольку атомная энергетика находится в начальной стадии развития, т. е. в такой стадии, когда развитие идет быстро и оборудование, едва начав работать, уже оказывается устаревшим. Поэтому срок амортизации для атомных электростанций при $n=7\,000$ *ч* вряд ли можно принять бо́льшим чем 8—10 лет. Тогда срок окупаемости окажется не выше 4—6 лет. Величина дохода в среднем должна быть принята близкой к 20%.

Необходимо иметь в виду, что эти рекомендации относятся к случаю выбора экономичных параметров атомной электростанции. Может быть, с некоторыми оговорками их можно распространить на случай сравнительной оценки экономичности атомных электростанций различных типов. Но было бы, конечно, неправильным на основании этих рекомендаций пытаться решить вопрос о том, какие электростанции следует строить — атомные или, например, пылеугольные. Необходимость развития атомной энергетики определяется сегодня не экономикой, а перспективами развития атомной техники. Поэтому проекты атомных электростанций при решении вопроса о их реализации в первую очередь должны оцениваться, исходя из того, насколько продвинет вперед атомную энергетику строительство атомной электростанции того или иного типа.

Себестоимость является основной слагающей цены 1 *квт·ч*. Обратимся к ее рассмотрению. Структура себестоимости 1 *квт·ч* на атомных электростанциях такая же, как и на обычных тепловых электростанциях. Как известно, на тепловых электростанциях годовые расходы, за исключением расхода на топливо, мало зависят от количества выработанной за год энергии. Годовой расход на топливо принимают пропорциональным количеству выработанной энергии. Таким образом, годовые денежные расходы на выработку электроэнергии выражаются в виде:

$$A = K_1 + k_2Э \text{ руб/год}, \tag{9-13}$$

где K_1 — постоянные расходы;

$k_2Э$ — расход на топливо.

Себестоимость 1 *квт·ч* получим, разделив обе части формулы (9-13) на годовую выработку электроэнергии $Э$ *квт·ч/год*:

$$k = \frac{A}{Э} = \frac{K_1}{Э} + k_2 \text{ руб/квт·ч}. \tag{9-14}$$

Величина k_2 представляет собой топливную слагающую себестоимости 1 *квт·ч*. Формула (9-14) применима не только для тепловых, но и для атомных электростанций. В обоих случаях

статьи расхода, из которых слагается себестоимость 1 *квт·ч*, одинаковы: топливная слагающая, амортизационные отчисления, заработная плата персонала, расходы на текущий ремонт и прочие расходы, а именно: на налоги, смазку, воду и электроэнергию для собственных нужд. Для тепловых электростанций из всех перечисленных статей расхода наибольшую величину имеет топливная слагающая. Можно следующим образом подсчитать относительную величину топливной слагающей себестоимости 1 *квт·ч*. Постоянные годовые расходы можно принять пропорциональными полной стоимости сооружения электростанции $K_1 = aK$, где a — коэффициент пропорциональности. Примем следующие обозначения:

$N_у$ — установленная мощность, *квт*;
n — годовое число часов использования установленной мощности;
s — стоимость 1 *т* условного топлива ($Q_н^р = 7\,000$ *ккал/кг*), руб.;
η — к. п. д. электростанции.

Тогда себестоимость 1 *квт·ч*

$$k = \frac{aK}{N_у n} + \frac{860s}{1\,000\eta Q_н^р} \quad руб/квт \cdot ч. \tag{9-15}$$

Величина топливной составляющей в долях себестоимости 1 *квт·ч*

$$k_m = \frac{k_2}{k} = \frac{\frac{860s}{1\,000\eta Q_н^р}}{\frac{aK}{N_у n} + \frac{860s}{1\,000\eta Q_н^р}} = \frac{1}{1 + \frac{K}{N_у s} \cdot \frac{aQ_н^р \eta \cdot 1\,000}{n \cdot 860}}. \tag{9-16}$$

Величину a можно принять равной $\sim 0{,}15$. Так как $Q_н^р = 7\,000$ *ккал/кг*, то, следовательно,

$$k_m = \frac{1}{1 + \frac{K}{N_у s} \cdot \frac{1\,220\eta}{n}}. \tag{9-17}$$

Величина $\frac{K}{N_у s}$ представляет собой отношение стоимости установленного киловатта мощности электростанции к стоимости 1 *т* условного топлива. На рис. 9-6 формула (9-17) представлена графически при $\eta = 0{,}3$ для различных значений числа часов использования.

По Ф. Мюнцингеру в среднем для мощных современных электростанций при $n = 7\,000$ *ч* и $\eta = 0{,}318$

для Западной Германии $\frac{K}{N_у s} = 7$; $k_m = 0{,}72$;

для Великобритании $\frac{K}{N_y s}=18$; $k_m=0{,}51$;

для США $\frac{K}{N_y s}=30$; $k_m=0{,}40$.

Для условий СССР величина $\frac{K}{N_y s}$ находится в пределах 10—15, чему соответствует относительная величина топливной слагающей $k_m=0{,}5 \div 0{,}7$. Если принять в качестве среднего значения $k_m=0{,}6$, то при себестоимости 1 *квт·ч* $k=10$ коп. на топливную составляющую придется 6 коп., а на все остальные расходы — 4 коп. Рассмотрим, будут ли эти остальные расходы на атомной электростанции выше или ниже, чем, например, на пылеугольной электростанции одинаковой мощности.

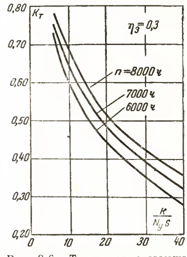


Рис. 9-6. Топливная слагающая себестоимости 1 *квт·ч* на тепловых электростанциях.

Атомная электростанция, так же как и тепловая электростанция, сжигающая каменный уголь, должна иметь электрохозяйство, турбинный зал и котельную, в которой, правда, будут отсутствовать топливоподача, пылеприготовление, золоудаление, вентиляторные и дымососные установки, но парогенераторы которой, выполненные, например, при воде в качестве теплоносителя из нержавеющей стали (чтобы не иметь продуктов коррозии в контуре теплоносителя), будут стоить, вероятно, дороже паровых котлов на такие же параметры пара. Таким образом, эта часть оборудования атомной электростанции будет стоить примерно столько же, сколько стоит аналогичное оборудование на пылеугольной электростанции, или лишь немногим меньше (учитывая более низкие параметры пара). Но, кроме этого оборудования, на атомной электростанции будут еще установлены ядерные реакторы, стоимость которых очень высока и которые вместе со своим вспомогательным оборудованием требуют больших строительных затрат.

Эти затраты велики из-за необходимости обеспечить защиту эксплуатационного персонала от действия нейтронного и гамма-излучений. Размеры активной зоны мощных энергетических реакторов сравнительно невелики: диаметр и высота составляют 3—6 *м*. Но биологическая защита увеличивает эти размеры в 3—4 раза. Высота центрального зала, необходимого для обслуживания посредством мостового крана фронта загрузки и разгрузки,

составляет обычно более 20 *м.* Стены центрального зала должны иметь толщину 2—3 *м*, обеспечивающую достаточную защиту от излучения при операциях разгрузки реактора. Парогенераторы при жидком теплоносителе, циркуляционные насосы, газодувки и другое оборудование первичного контура располагаются в боксах с бетонными стенами толщиной до 2 *м.* В результате объем бетона составляет значительную долю объема здания, а стоимость 1 $м^3$ здания становится примерно в 1,5 раза выше, чем для обычных промышленных зданий. Строительные расходы еще более возрастают, если предъявляется требование, чтобы реакторы и весь первичный контур были заключены в стальную или железобетонную оболочку, способную выдержать давление, развивающееся при тепловом взрыве реактора, подобном взрыву парового котла.

Следует подчеркнуть то обстоятельство, что объем самого ядерного реактора без биологической защиты невелик сравнительно с объемом здания, а толщина биологической защиты мало зависит от мощности реактора. Поэтому строительные объемы реакторных зданий для крупных и малых энергетических установок будут сравнительно мало различаться. Отсюда следует, что удельные строительные расходы должны сильно снижаться с ростом установленной тепловой мощности реактора.

Американские специалисты по состоянию на 1953 г. оценивали суммарные капитальные затраты для мощных атомных электростанций в пределах 350—900 долл. за установленный киловатт мощности, что в 2—5 раз выше, чем для пылеугольных электростанций. Оценки 1956 г., сделанные по пяти атомным электростанциям разных типов, намеченным к постройке в США, оказались более оптимистичными: стоимость установленного киловатта мощности в этих проектах изменяется в пределах 250—540 долл., т. е. в 1,5—3 раза выше, чем для пылеугольных электростанций (180 *долл/квт*). Однако стоимость установок, законченных в США строительством в 1957 г., оказалась значительно выше, чем предполагалось вначале. Стоимость киловатта установленной мощности для атомной электростанции Шиппингпорт мощностью 60 *Мвт* составила 1 167 долл., не считая затрат на научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы. Для установки мощностью 5 *Мвт* с кипящим реактором EBWR эта стоимость оказалась равной 1 228 долл.

Расходы на обслуживающий персонал для атомной электростанции, вероятно, будут несколько выше, чем для пылеугольной одинаковой мощности, главным образом за счет более высокой оплаты персонала, так как в среднем квалификация персонала на атомной электростанции должна быть выше, чем на пылеугольной. Кроме того, из-за работы в условиях повышенной радиоактивности некоторая часть персонала на атомных электростанциях будет иметь сокращенный рабочий день, что также увеличит расходы на заработную плату. По-видимому, можно

принять, что расходы на обслуживающий персонал и другие эксплуатационные расходы на атомных электростанциях окажутся на 20—30% выше, чем на пылеугольных.

Подводя итог, можно сказать, что на атомной электростанции расходы, входящие в состав себестоимости 1 *квт·ч*, за вычетом топливной слагающей, примерно удвоятся по сравнению с этими же расходами для пылеугольной электростанции. Следовательно, если, например, на пылеугольной электростанции эти расходы составляли 4 *коп/квт·ч*, то на атомной электростанции одинаковой мощности и при одинаковом числе часов использования они возрастут до 8 *коп/квт·ч*. Значит, атомная электростанция может оказаться конкурентоспособной по отношению к пылеугольной только в том случае, если топливная слагающая себестоимости 1 *квт·ч* на этой электростанции будет ниже 2 коп. Рассмотрим, как определяется топливная слагающая себестоимости 1 *квт·ч* для атомных электростанций.

В ядерном реакторе, работающем на медленных нейтронах, с тепловой мощностью 100 000 *квт* за 1 сутки происходит деление 108 *г* делящихся изотопов: урана-235 и плутония-239 (см. стр. 43). Кроме этого, 19 *г* урана-235 переходит в уран-236, бесполезный для процесса деления. Таким образом, суммарная убыль делящихся изотопов составит 127 *г* в сутки на 1 *т* урана, загруженного в реактор. Обозначим через b глубину выгорания делящихся веществ, т. е. суммарно убыль U^{235} и количество разделившегося Pu^{239} в 1 *т* урана, к моменту разгрузки реактора. Тогда тепловая энергия, выработанная 1 *кг* выгружаемого урана, составит:

$$Э_т = \frac{b}{126} 100\,000 \cdot 24 \cdot 10^{-3} = 19{,}0 \; b \;\; квт \cdot ч/кг \qquad (9\text{-}18)$$

а электрическая энергия при электрическом к. п. д. атомной электростанции, равном η,

$$Э_э = 19{,}0 b\eta \;\; квт \cdot ч/кг. \qquad (9\text{-}19)$$

Выгружаемый из реактора уран не является отбросом, подобно золе или шлакам обычных твердых топлив. В этом уране содержатся еще значительные количества U^{235} и, кроме того, имеются новые делящиеся вещества Pu^{239} и Pu^{241}, которые могут быть использованы для энергетики. Примем стоимость загружаемого урана равной Z' *руб/кг* и разгружаемого Z'' *руб/кг*. Тогда топливная слагающая себестоимости 1 *квт·ч* на атомной электростанции может быть представлена формулой

$$k_2 = \frac{Z' - Z''}{19{,}0 b\eta} \;\; руб/квт \cdot ч, \qquad (9\text{-}20)$$

или

$$k_2 = 5{,}25 \frac{Z' - Z''}{b\eta} \;\; коп/квт \cdot ч. \qquad (9\text{-}21)$$

Топливная слагающая превратится в нуль, если $Z'' = Z'$, т. е. если уран, выгружаемый из реактора, будет стоить столько же, сколько уран, загружаемый в реактор. Такое положение, или близкое к такому, может возникнуть в случае применения реакторов-размножителей, работающих с коэффициентом воспроизводства делящихся веществ, превышающим единицу.

Наиболее эффективный метод снижения топливной составляющей себестоимости 1 *квт·ч* на атомных электростанциях заключается в увеличении глубины выгорания b, т. е. в увеличении длительности кампании реактора. Глубина выгорания может быть увеличена путем применения обогащенного урана. Однако этот способ может привести не к снижению топливной слагающей, а, наоборот, к ее повышению. Дело в том, что с увеличением содержания U^{235} стоимость обогащенного урана резко растет. Для начальных степеней обогащения прирост стоимости на единицу обогащения тем больше, чем выше обогащение.

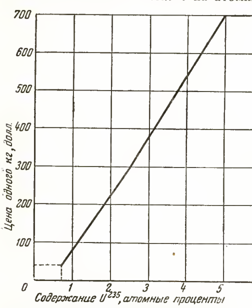


Рис. 9-7. Стоимость обогащенного урана по ценам конца 1956 г. (США).

Кривая, представляющая собой зависимость стоимости обогащенного урана от величины обогащения, показана на рис. 9-7, составленном по опубликованным в печати американским данным. С ростом обогащения урана уменьшается плутониевый коэффициент, т. е. количество плутония, образующегося на 1 *кг* сгоревшего U^{235}. В результате оказывается, что разность $Z' - Z''$ растет с обогащением быстрее, чем глубина выгорания b, и вследствие этого переход на обогащенное топливо, если только он не дает возможности существенно повысить электрический к. п. д. станции η, приводит не к снижению, а к увеличению топливной составляющей себестоимости 1 *квт·ч*.

Формула (9-15) себестоимости 1 *квт·ч* получает для случая атомных электростанций следующий вид:

$$k = \frac{K_1}{N_y n} + 5{,}25 \frac{Z' - Z''}{b\eta} 10^{-2} \text{ руб/квт·ч}. \qquad (9\text{-}22)$$

Цена 1 *квт·ч*

$$p = \frac{\delta (K + \pi)}{N_y n} 10^{-2} + \frac{K_1}{N_y n} + 5{,}25 \frac{Z' - Z''}{b\eta} 10^{-2} \text{ руб/квт·ч}. \qquad (9\text{-}23)$$

Здесь K_1 — постоянные годовые расходы;

δ — процент дохода;

K — капиталовложения в строительство электростанции.

Величина π представляет собой так называемые пусковые расходы. В эти расходы входит стоимость ядерного горючего, загруженного в реактор и хранящегося на складе атомной электростанции, а для тяжеловодных реакторов, кроме того, еще стоимость тяжелой воды, как залитой в реактор, так и хранящейся в виде резерва на складе электростанции. Наличие пусковых расходов составляет характерную особенность атомных электростанций. Можно, правда, провести некоторую аналогию между пусковыми расходами на атомных электростанциях и расходами на аварийный запас топлива на обычных тепловых электростанциях. Стоимость запасов топлива, хранящегося в течение года на топливном складе тепловой электростанции, должна быть учтена при определении цены 1 *квт·ч*, вырабатываемого электростанцией, но на себестоимость 1 *квт·ч* эти запасы не влияют. Точно так же обстоит дело с пусковыми расходами на атомных электростанциях, поскольку ядерный реактор можно рассматривать не только как аппарат для производства электроэнергии, но и как хранилище ядерного горючего, а тяжеловодный реактор — также как хранилище тяжелой воды. Различие в этом вопросе между атомной и обычной тепловой электростанциями заключается в том, что обычная тепловая электростанция может работать и без аварийного запаса топлива, тогда как атомная электростанция для своего пуска должна располагать вполне определенным количеством ядерного горючего, а при тяжеловодных реакторах — и тяжелой воды. Кроме того, стоимость аварийного запаса топлива обычно невелика, поэтому она не оказывает сколько-нибудь существенного влияния на цену 1 *квт·ч*, тогда как пусковые расходы на атомных электростанциях по своей величине могут оказаться вполне сравнимыми с затратами на сооружение этих электростанций.

При большой глубине выгорания b топливная слагающая себестоимости 1 *квт·ч* может оказаться настолько малой, что изменение к. п. д. η на несколько процентов в ту или иную сторону не будет заметным образом отражаться на экономике атомной электростанции. В этом случае как себестоимость, так и цена 1 *квт·ч* будут определяться главным образом стоимостью 1 *квт* установленной мощности, поэтому для повышения экономичности атомной электростанции следует добиваться не максимального к. п. д., а максимального съема электрической мощности с реактора.

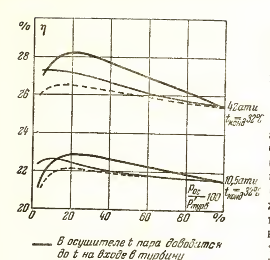


Рис. 9-8. Изменение электрического к.п.д. турбины при работе на насыщенном паре с разными режимами удаления влаги.

Электрическую мощность реактора можно представить как тепловую мощность, умноженную на электрический к. п. д.:

$$N_э = N_m \eta \ квт. \qquad (9\text{-}24)$$

Тепловая мощность реактора при заданном значении максимальной температуры поверхности тепловыделяющих элементов будет тем больше, чем ниже средняя температура теплоносителя, тогда как к. п. д. η с уменьшением температуры теплоносителя уменьшается. Произведение $N_m\eta$ будет иметь максимальную величину при определенной температуре теплоносителя. Эту оптимальную температуру можно определить аналитически для теоретического случая, когда тепло от тепловыделяющих элементов отводится кипящей жидкостью, насыщенный пар которой поступает в турбину, т. е. температура теплоносителя $t_m = \text{const}$, и если принять, что температура поверхности тепловыделяющих элементов $T_э$ повсюду одинакова, а к. п. д. η составляет определенную долю к. п. д. цикла Карно $\eta = \frac{1}{m}\eta_K$. Обозначим через F суммарную поверхность тепловыделяющих элементов, загруженных в реактор, через α — коэффициент теплоотдачи в реакторе и через T_2 — температуру в конденсаторе турбины. Тогда

$$N_э = N_m\eta = \frac{1}{860}\alpha F (T_э - T_m)\frac{1}{m}\left(1 - \frac{T_2}{T_m}\right) \ квт. \qquad (9\text{-}25)$$

Взяв первую производную от $N_э$ по T_m и приравняв ее нулю, получим:

$$-1 + \frac{T_э T_2}{T_m^2} = 0, \qquad (9\text{-}26)$$

откуда

$$T_m^{опт} = \sqrt{T_э T_2} \ °K. \qquad (9\text{-}27)$$

К сожалению, эта простая формула[1] для большинства случаев не дает правильного решения, поэтому для определения оптимальной температуры теплоносителя приходится делать тепловые расчеты реактора для разных значений Γ_m и находить оптимальные значения температуры теплоносителя и давления пара графически, как показано в примерном расчете реактора (рис. П-7, приложение I).

При давлениях насыщенного пара до 5 *ата* влажность пара на выходе из турбины не превышает 14% — предельной величины, допускаемой в современных турбинах. При более высокой влажности пара происходит быстрое разрушение лопаточного аппарата в части низкого давления турбины вследствие эрозии лопаток каплями влаги. Поэтому если начальное давление насыщенного пара превышает 5 *ата*, то необходимо принимать меры для снижения влажности пара на выходе из турбины. С этой целью можно применить промежуточную осушку пара путем подогрева или же сепарацию влаги из промежуточных ступеней турбины. По данным американских исследователей сепарация влаги обеспечивает более высокий к. п. д. станции, чем осушка пара путем подогрева (рис. 9-8).

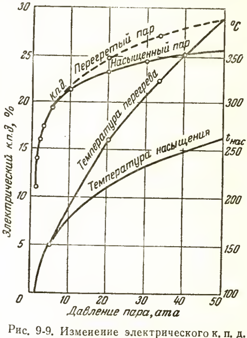


Рис. 9-9. Изменение электрического к. п. д. для различных давлений насыщенного и перегретого пара.

На рис. 9-9 показано, как изменяется электрический к. п. д. турбины при различных давлениях насыщенного пара на входе в турбину. На рис. 9-9 приведена также кривая, показывающая, какую надо иметь начальную температуру пара для того, чтобы конечная влажность пара в турбине не превышала 14%, и приведена кривая электрического к. п. д. для этого случая. Температура в конденсаторе во всех случаях принималась равной 25° С.

[1] Приведена без вывода в докладе Р/387 на конференции 1955 г. в Женеве (см. литературу к настоящей главе).

9-3. АТОМНЫЕ ТЕПЛОЭЛЕКТРОЦЕНТРАЛИ

Существенной особенностью экономики атомных электростанций являются высокая стоимость 1 *квт* установленной мощности и низкая величина топливной составляющей себестоимости 1 *квт·ч*. Это означает, что атомные электростанции должны использоваться для покрытия основной, а не пиковой нагрузки, т. е. они должны работать как базовые электростанции с постоянной нагрузкой и максимальным числом часов использования установленной мощности. Такой режим обеспечит наибольшую экономичность работы атомных электростанций.



Рис. 9-10. Зависимость допустимого по условиям отравления сброса нагрузки от длительности работы для реактора с высокими удельными тепловыми нагрузками.

Работа с максимальной и постоянной нагрузкой имеет для некоторых атомных электростанций важное значение и в другом отношении. Как было показано в § 4-4, высоконапряженные по мощности ядерные реакторы, у которых средний поток тепловых нейтронов в активной зоне превышает 10^{13} *см*$^{-2}$ *сек*$^{-1}$, при сбросах нагрузки могут попадать в так называемую йодную яму, вызывающую снижение реактивности и затухание цепной ядерной реакции. У таких реакторов в начале кампании запас реактивности обычно достаточен для того, чтобы, не опасаясь полного отравления, можно было на длительное время существенно снизить нагрузку, но к концу кампании, когда запас реактивности на исходе, даже небольшое снижение нагрузки может привести к самоостанову реактора. На рис. 9-10 показана в общем виде зависимость допустимого по условиям отравления сброса нагрузки от продолжительности работы для реактора, работающего с высокими удельными тепловыми нагрузками тепловыделяющих элементов. Момент конца кампании определен, исходя из условия, что реактивность упала до нуля и, следовательно, никакое снижение тепловой нагрузки реактора недопустимо.

Изменения электрической нагрузки неизбежно возникают даже на базовых электростанциях; их невозможно исключить полностью, особенно на электростанциях, входящих в относительно небольшие энергосистемы. Чтобы иметь возможность при снижении электрической нагрузки не уменьшать тепловой мощности реактора, можно установить на атомной электростанции технологические конденсаторы. Целесообразнее, однако, строить

атомные электростанции как теплоэлектроцентрали, т. е. сочетать на этих электростанциях электрическую нагрузку с тепловой.

Атомные теплоэлектроцентрали должны строиться на большие мощности. Это требование обусловлено высокой стоимостью оборудования и тем, что с укрупнением реакторов будет существенно снижаться удельная стоимость атомной ТЭЦ, отнесенная к единице тепловой мощности реакторов. Следовательно, атомные ТЭЦ, будучи мощными, должны располагаться вблизи крупных потребителей тепла, т. е. вблизи больших городов или промышленных предприятий, потребляющих много тепла для технологических целей. При этом в энергосистеме, к которой будут подключены атомные ТЭЦ, неизбежную выработку электроэнергии по конденсационному циклу следует сосредоточить на крупных конденсационных электростанциях, располагаемых вблизи мест добычи топлива. Это обусловливается тем, что отрыв угольных теплоэлектроцентралей от топливных баз, необходимый для сокращения расстояний транспорта тепла, сильно ухудшает экономику энергоснабжения, поскольку электронный транспорт значительно экономичнее, чем транспорт топлива. Подвоз же ядерного горючего на атомные ТЭЦ и вывоз отработавшего топлива на радиохимические заводы потребует сравнительно небольших транспортных расходов. Что касается транспорта тепла, то он достаточно экономичен при расстояниях до 20—30 *км*. Этим и определяется возможное отдаление атомных ТЭЦ от городов и промышленных поселков.

Советские теплофикационные турбины рассчитываются таким образом, что их электрическая мощность может быть сохранена постоянной при всех значениях отбора пара. Следовательно, тепловая мощность этих турбин, т. е. мощность, заключающаяся в паре, подводимом к турбине, изменяется с изменением величины отбора пара. Для атомных ТЭЦ необходимо создать новый тип теплофикационных турбин — турбин с постоянным расходом пара. Эти турбины имели бы постоянную тепловую мощность при всех значениях отбора пара, а электрическая мощность турбины с изменением величины отбора изменялась бы, уменьшаясь с увеличением отбора и увеличиваясь с его уменьшением. В турбинах с постоянным расходом пара через цилиндр низкого давления можно пропустить столько же пара, сколько и через цилиндр высокого давления, и в соответствии с этим условием определяется мощность генераторов этих турбин. Таким образом, конструктивно турбины постоянного расхода будут отличаться от турбин постоянной электрической мощности бо́льшими размерами цилиндров низкого давления. Если при полностью открытых отборах мощности турбогенераторов обоих типов одинаковы, то с уменьшением отборов турбогенератор теплофикационной турбины обычного типа сохраняет свою мощность, а турбогенератор теплофикационной турбины с постоянным расходом пара (или, другими словами, с постоянной тепловой мощностью) увеличи-

вает свою мощность и это увеличение при полностью выключенном отборе может составить 40—50%. Турбины с постоянным расходом пара будут развивать наибольшую мощность в летнее время, когда отсутствует отопительная нагрузка. Сочетание тепловой и электрической нагрузок значительно облегчит возможность длительной работы ядерного реактора с постоянной тепловой мощностью и повысит экономичность атомной энергетики.

Литература

1. Ф. Мюнцингер, Атомная энергия, Госэнергоиздат, 1957.
2. Атомная энергетика, Сборник докладов иностранных делегаций на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии в Женеве, 1955, Госэнергоиздат, 1956.
3. Л. И. Керцелли и В. Я. Рыжкин, Теплосиловые электрические станции, Госэнергоиздат, 1956.
4. М. М. Коган, О типе турбин для атомных электростанций, «Атомная энергия», 1957, № 5.
5. Ивон, Опыт двухлетней эксплуатации тяжеловодного реактора с газовым охлаждением установки Саклэ, Доклад Р/387 на Международной конференции в Женеве, 1955.
6. И. И. Новиков, Эффективный коэффициент полезного действия атомной энергетической установки, «Атомнаая энергия», 1957, № 11.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Следующий ниже примерный расчет реактора поясняет методы теплового и физического расчетов, изложенные в этой книге. Расчет имеет только учебное назначение, поэтому вопрос об экономической или технической целесообразности сооружения реактора такого типа, как рассчитываемый, не обсуждается. Можно лишь отметить, что описание проекта подобного реактора, но с несколько иными параметрами теплоносителя и энергетического цикла было приведено в одном из докладов, представленных делегацией США на 1-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (доклад № 492).

Принятые в расчете значения максимальных температур тепловыделяющих элементов, тепловых нагрузок, скорости теплоносителя и т. п. не следует рассматривать как рекомендуемые нормативы. Наоборот, имея в виду учебную цель расчета, ради большей наглядности примера некоторые величины намеренно выбирались с отклонениями от обычно рекомендуемых значений.

1. Задание

1. Тип реактора — гетерогенный, на тепловых нейтронах.
2. Ядерное горючее — природный уран.
3. Замедлитель — графит.
4. Теплоноситель — вода под давлением.
5. Конструкционный материал активной зоны — цирконий и сплавы на основе циркония.
6. Электрическая мощность реактора должна быть возможно большей, с тем чтобы получить лучшие показатели экономичности атомной электростанции. Реактор и энергетическая часть должны быть рассчитаны так, чтобы при размерах активной зоны, соответствующих принятому значению эффективного коэффициента размножения нейтронов, съем электрической мощности с единицы загрузки имел бы наибольшую величину.

2. Выбор исходных данных для расчета

В задании не указан тип тепловыделяющего элемента, но использование в активной зоне природного урана, графита и природной воды предопределяет применение тепловыделяющего элемента стержневого типа с достаточно большим диаметром сердечника. Примем, что диаметр сердечника равен 30 *мм*, а толщина защитной оболочки из циркония равна 0,8 *мм*, причем эта цифра учитывает также расход циркония на торцовые участки оболочки. Максимальную температуру поверхности оболочки примем равной 290° С, а максимальную температуру в центре сердечника — 660° С. Температура воды на выходе из технологических каналов будет несколько ниже

290° С, но для предварительных оценок можно принимать ее равной 290° С. Чтобы избежать вскипания, давление воды на выходе из технологических каналов должно быть не ниже 80 *ата*. Примем его равным 90 *ата*, что дает запас до кипения не менее 12° С.

В качестве материала для труб технологических каналов можно принять сплав циркония с 5% олова (циркалой). При температуре 290° С предел текучести этого сплава согласно рис. 7-24 составляет 24,5 *кг/мм²*. Принимая запас прочности по отношению к пределу текучести при рабочей температуре равным 1,8, получим допускаемое напряжение на растяжение $R = \frac{24{,}5}{1{,}8} = 13{,}6$ *кг/мм²*. Если считать, что толщина кольцевой щели для протока теплоносителя составит 2 *мм*, то внутренний диаметр трубы технологического канала будет равен 35,6 *мм*. Необходимая толщина стенки трубы

$$\delta = \frac{pd_2}{200R} = \frac{90 \cdot 35{,}6}{200 \cdot 13{,}6} = 1{,}2 \ \text{мм}.$$

На входе в технологический канал давление выше, чем на выходе, но зато температура значительно ниже. В дальнейшем необходимо проверить, что нигде по длине трубы запас прочности не ниже принятого значения.

Примем температуру воды на входе в реактор равной 100° С и входную скорость в технологических каналах 7 *м/сек*. Реактор будет использован для энергетического цикла с турбинами низкого давления, работающими без регенеративного подогрева питательной воды и с давлением в конденсаторе, равным 0,04 *ата*.

Расчет проведем для четырех вариантов ширины кольцевой щели для протока теплоносителя в активной части технологических каналов: 1,5; 2,0; 3,0 и 5,0 *мм*. Диаметр сердечника тепловыделяющего элемента во всех вариантах равен 30 *мм*, поэтому площади поперечного сечения уранового сердечника и циркониевой оболочки для всех вариантов одинаковы:

$$q_U = 0{,}785 \cdot 3^2 = 7{,}065 \ \text{см}^2;$$

$$q_{об} = 0{,}785\,(3{,}16^2 - 3{,}0^2) = 0{,}774 \ \text{см}^2.$$

При подсчете свободного сечения для прохода теплоносителя примем, что загромождение этого сечения устройствами, центрирующими тепловыделяющие элементы в трубе технологического канала, составляет 5%, т. е. $\varepsilon = 0{,}95$. Тогда для варианта с шириной щели $\Delta = 1{,}5$ *мм* получим:

$$q_{H_2O} = 0{,}785\,(3{,}46^2 - 3{,}16^2)\,0{,}95 = 1{,}48 \ \text{см}^2.$$

Сечение стенки трубы технологического канала и центрирующих устройств

$$q_{тр} = 0{,}785\,(3{,}7^2 - 3{,}46^2) + 1{,}48\left(\frac{1}{0{,}95} - 1\right) = 1{,}349 + 0{,}078 = 1{,}427 \ \text{см}^2.$$

Расход теплоносителя через технологический канал

$$D = q_{H_2O} w_0 \gamma_0 \, 3\,600 = 1{,}48 \cdot 10^{-4} \cdot 7 \cdot 958 \cdot 3\,600 = 3\,575 \ \text{кг/ч}.$$

Для подсчета коэффициента теплоотдачи в технологическом канале воспользуемся формулой (6-9):

$$\alpha = (A + Bt_f)\, C\, (w\gamma)^{0,8} \ \text{ккал/м}^2\text{ч} \ °\text{C}.$$

В интервале температур 100 — 300° С для воды $A = 8{,}9$ и $B = 0{,}031$. Геометрический фактор

$$C = \frac{1}{d_э^{0,2}} = \frac{1}{(2\Delta)^{0,2}} = \frac{1}{(2 \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-3})^{0,2}} = 3{,}2.$$

Оценивая температуру воды на выходе из технологического канала равной 280° С, получим среднюю температуру теплоносителя:

$$t_f = 0{,}5\,(100 + 280) = 190°\ \text{С}.$$

Коэффициент теплоотдачи для середины канала

$$\alpha_{cp} = (8{,}9 + 0{,}031\cdot 190)\,(7\cdot 958)^{0,8}\cdot 3{,}2 = 54\,500\ \text{ккал/м}^2\ \text{ч}\ °\text{С}.$$

Аналогичные подсчеты делаем для остальных трех значений ширины кольцевой щели. Результаты подсчетов по всем четырем вариантам приведены в табл. П-1.

Таблица П-1

	Обозначение	Размерность	I	II	III	IV
Ширина щели	$\Delta_{щ}$	*мм*	1,5	2,0	3,0	5,0
Диаметр трубы внутренний	d_2	„	34,6	35,6	37,6	41,6
Диаметр трубы наружный	d_3	„	37	38	40	44
Сечение воды	q_{H_2O}	*см²*	1,48	2,00	3,10	5,46
Сечение циркония	$q_{об}$	„	0,774	0,774	0,774	0,774
Сечение циркалоя	$q_{тр}$	„	1,427	1,486	1,616	1,886
Геометрический фактор	C	—	3,2	3,02	2,78	2,51
Температура воды	t_f	°С	190	190	185	175
Теплоемкость воды	c_p	*ккал/кг* °С	1,09	1,09	1,08	1,06
Расход воды	D	*кг/ч*	3 575	4 830	7 480	13 200
Коэффициент теплоотдачи для середины канала	α_{cp}	*ккал/м² ч* °С	54 500	51 500	47 200	42 000

3. Расчет теплоотдачи

Тепловая мощность центрального технологического канала может быть определена из формулы (6-41):

$$\vartheta_n = t_0 + c\,(1 + \sin x) + \frac{a\cos x}{b + \sin x},$$

в которой $x = 1{,}57\left(2\,\dfrac{h}{h_0} - 1\right)$, а коэффициенты c, a и b должны быть подсчитаны по формулам (6-38) — (6-40). Величина отношения $\dfrac{h}{h_0}$ должна соответствовать максимальной температуре поверхности тепловыделяющих элементов. Чтобы определить эту величину, необходимо решить уравнение (6-45):

$$\cos x = \frac{a}{c}\cdot\frac{1 + b\sin x}{(b + \sin x)^2}.$$

Пользуясь формулами (6-38) — (6-40), получим:

$$c = \frac{0{,}152\,N_0}{\left(d_2^2 - d_1^2\right)\varepsilon w\gamma c_p} = \frac{0{,}152\,N_0}{(34{,}6^2 - 31{,}6^2)\,10^{-6}\cdot 0{,}95\cdot 7\cdot 958\cdot 1{,}09} = 0{,}11\,N_0;$$

$$a = \frac{430\,N_0}{d_1 h_0 (w\gamma)^{0,8} cBC} = \frac{430\,N_0}{31{,}6\cdot 10^{-3} h_0 (7\cdot 958)^{0,8}\, 0{,}11\, N_0\, 0{,}031\cdot 3{,}20} = \frac{1\,084}{h_0};$$

$$b = \frac{A + Bt_0}{Bc} + 1 = \frac{8{,}9 + 0{,}031\cdot 100}{0{,}031\cdot 0{,}11\, N_0} + 1 = \frac{3\,520}{N_0} + 1.$$

Примем $h_0 = 4$ *м*; тогда $a = \frac{1\,084}{4} = 271$.

По предварительной оценке $N_0 = 800$ *квт*. Тогда

$$c = 0{,}11\cdot 800 = 88;$$

$$b = \frac{3\,520}{800} + 1 = 5{,}4.$$

Следовательно,

$$\cos x = \frac{271}{88}\,\frac{1 + 5{,}4\sin x}{(5{,}4 + \sin x)^2} = 3{,}08\,\frac{1 + 5{,}4\sin x}{(5{,}4 + \sin x)^2}.$$

Это уравнение можно решить путем пробных подстановок или по номограмме (приложение III). В результате получим $\sin x = 0{,}892$ и $\cos x = 0{,}452$. Пользуясь формулой (6-41), после подстановок в нее числовых значений получим уравнение

$$190 = 0{,}208 N_0 + \frac{0{,}418 N_0}{12 + 0{,}00645 N_0}.$$

Положительный корень этого уравнения $N_0 = 820$, что достаточно хорошо совпадает с предварительно принятым значением $N_0 = 800$. Приращение температуры теплоносителя в технологическом канале

$$\Delta t = \frac{N_0\cdot 860}{Dc_p} = \frac{820\cdot 860}{3\,575\cdot 1{,}09} = 181^\circ\ \text{C}.$$

Температура теплоносителя на выходе из канала

$$t'' = t_0 + \Delta t = 100 + 181 = 281^\circ\ \text{C}.$$

Аналогичный подсчет выполняем для $h_0 = 6$ *м* и $h_0 = 8$ *м*, и результаты трех подсчетов сводим в таблицу:

$h_0 =$	4	6	8 *м*
$N_0 =$	820	845	855 *квт*
$t'' =$	281	286	287° C
$\frac{h}{h_0} =$	0,85	0,90	0,98

Результаты расчетов для всех четырех значений $\Delta_щ$ представлены на рис. П-1 и П-2.

Рис. П-1 показывает изменение мощности технологического канала в зависимости от длины его активной части h_0. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что при малых значениях $\Delta_щ$ существенное изменение длины h_0 может не сказываться на величине мощности. Такое положение имеет место, когда длина канала велика, а щель для протока теплоносителя мала. В этих случаях увеличение мощности канала может быть получено только посредством увеличения проходного сечения канала, т. е. ширины щели $\Delta_щ$. При коротких каналах, наоборот, изменение ширины щели почти не сказывается на величине мощности канала, тогда как изменение длины активной части оказывает сильное влияние на мощность. Таким образом, канал может быть „зажат“ как по проходному сечению, так и по длине.

При бесконечно большой длине активной части канала: $h_0 = \infty$, мощность канала приобретает величину, предельную для данного проходного сечения, а температура теплоносителя на выходе из канала t'' становится равной максимальной температуре поверхности тепловыделяющих элементов $\vartheta_n^{макс}$. При $h = \infty$ получим $a = 0$ и, следовательно, $\cos x = 0$ и $\sin x = 1$. Уравнение (6-37) приобретает простой вид:

$$\vartheta_n^{макс} = t_0 + 2\frac{0{,}152 N_0}{(d_2^2 - d_1^2)\varepsilon w \gamma c_p},$$

откуда легко может быть определено значение $N_{0\infty}$. На рис. П-3 сопоставлены значения мощности в зависимости от ширины щели $\Delta_щ$ для раз-

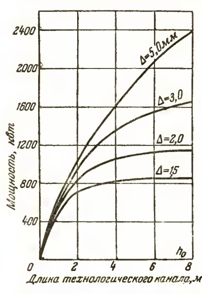


Рис. П-1. Мощность технологического канала в зависимости от его длины и ширины щели для протока теплоносителя.

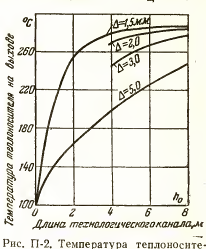


Рис. П-2. Температура теплоносителя на выходе из центрального технологического канала.

ных длин активной части h_0, включая бесконечно большую длину.

После расчета теплоотдачи технологического канала необходимо проверить величину максимальной температуры в центре сердечников тепловыделяющих элементов. Без большой погрешности можно принять, что эта температура соответствует среднему поперечному сечению канала, в котором удельное выделение тепла имеет максимальную величину. Обозначим через $t_{ср}$ температуру теплоносителя в этом сечении; тогда температура центра сердечника

$$\vartheta_ц = t_{ср} + \frac{q_h^{макс}}{\alpha_{ср}} + \frac{q_h^{макс}\Delta_{об}}{\lambda_{об}} + \Delta\vartheta_{ц-п}\ °C.$$

Обозначим через V_U объем урана в технологическом канале; тогда средняя объемная теплонапряженность

$$q_v^{ср} = \frac{N_0 860}{V_U} \quad ккал/м^3 ч$$

и максимальная

$$q_v^{макс} = \frac{N_0 860}{V_U 0,65} = 1\,323 \frac{N_0}{V_U} \; ккал/м^3\,ч.$$

Разность температур между центром и поверхностью уранового сердечника

$$\Delta\vartheta_{ц-п} = \frac{q_v^{макс} d_0^2}{16\lambda_U} = \frac{1\,323 \cdot 30^2 \cdot 10^{-6}}{16\lambda_U} \frac{N_0}{V_U} = 0,0744 \frac{N_0}{\lambda_U V_U} \,^\circ C.$$

Коэффициент теплопроводности урана определяется по формуле (7-3):

$$\lambda_U = 21 + 0,02\vartheta^{cp} \; ккал/м\; ч\; ^\circ C.$$

Таким образом, чтобы вычислить $\Delta\vartheta_{ц-п}$, необходимо предварительно задаться средней температурой урана ϑ^{cp}. Теплонапряженность поверхности сердечника

$$q_h = \frac{d}{4} q_v = \frac{0,030}{4} q_v = 0,0075 q_v \; ккал/м^2\,ч.$$

Коэффициент теплопроводности циркония $\lambda_{об}$ мало зависит от температуры: $\lambda_{об} \approx 17$ *ккал/м ч* °С.

Теперь можно определить $\Delta\vartheta_ц$ для конкретных условий, например: $\Delta_щ = 1,5$ *мм*; $h_0 = 4$ *м*. Объем урана

$$V_U = 30^2 \cdot 10^{-6} \cdot 4 \cdot 0,785 = 2,826 \cdot 10^{-3} \; м^3.$$

Принимаем $\vartheta^{cp} = 700^\circ$ С; тогда $\lambda_U = 35$ *ккал/м ч*°С. Следовательно,

$$\Delta\vartheta_{ц-п} = 0,0744 \frac{820}{35 \cdot 2,826 \cdot 10^{-3}} = 616^\circ C.$$

Далее,

$$q_v^{макс} = 1\,323 \frac{820}{2,826 \cdot 10^{-3}} = 0,385 \cdot 10^9 \; ккал/м^3\,ч;$$

$$q_h^{макс} = 0,0075 \cdot 0,385 \cdot 10^9 = 2,88 \cdot 10^6 \; ккал/м^2\,ч;$$

$$\Delta\vartheta_{об} = \frac{q_h^{макс} \Delta_{об}}{\lambda_{об}} = \frac{2,88 \cdot 10^6 \cdot 0,0008}{17} = 135^\circ C;$$

$$\Delta\vartheta_{п-т} = \frac{q_h^{макс}}{\alpha_{cp}} = \frac{2,88 \cdot 10^6}{54\,500} = 53^\circ C.$$

Следовательно,

$$\vartheta_ц = 190 + 53 + 135 + 616 = 994^\circ C,$$

т. е. значительно выше принятого максимального допустимого значени этой температуры, равного 660° С.

Выполнив этот подсчет для других значений h_0, получим следующие результаты:

$h_0 =$	4	6	8 *м*
$\vartheta_ц^{макс} =$	994	772	650 °С

На рис. П-4 зависимость между $\vartheta_{щ}^{макс}$ и h_0 представлена для двух значений $\Delta_{щ}$: 1,5 и 2,0 *мм*. Из графика следует, что при $\Delta_{щ} = 1{,}5$ *мм* длина активной части технологического канала должна быть не менее 7,9 *м*, а при $\Delta_{щ} = 2{,}0$ *мм* — не менее 10 *м*. Для щелей шириной 3 и 5 *мм* длины активной части технологического канала получились бы слишком большими.

Следовательно, температурой, ограничивающей мощность реактора, в данном случае является температура в центре сердечника. В результате теплового расчета определились два варианта активной зоны:

	I	II
$\Delta_{щ} =$	1,5	2,0 *мм*
$h_0^{мин} =$	7,9	10,0 *м*
$N_0 =$	855	1 150 *квт*
$t'' =$	287	285 °C
$q_h^{макс} =$	$1{,}5 \cdot 10^6$	$1{,}6 \cdot 10^6$ *ккал/м² ч* °C

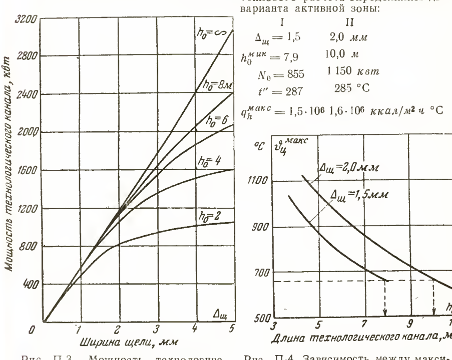


Рис. П-3. Мощность технологического канала при разных значениях его длины и ширины щели.

Рис. П-4. Зависимость между максимальной температурой в центре уранового сердечника и длиной технологического канала для двух значений $\Delta_{щ}$.

Конечно, могут быть использованы и промежуточные варианты, например со щелью 1,7 *мм* и т. п.

4. Физический расчет активной зоны

А. Коэффициент размножения для бесконечной среды

Этот коэффициент определяется по формуле четырех сомножителей (3-53):

$$k_{\infty} = \eta \varepsilon \varphi \theta.$$

Число вторичных нейтронов η подсчитывается по формуле (3-52). Для природного урана $\eta = 1{,}34$. Коэффициент размножения на быстрых ней-

тронах ε может быть определен по рис. 3-8, из которого получаем: $\varepsilon = 1{,}03$. Следовательно,

$$\eta\varepsilon = 1{,}34 \cdot 1{,}03 = 1{,}38.$$

Вероятность избежать резонансного захвата φ может быть определена по формуле (3-69) для графитового замедлителя, но с учетом температурной поправки—формула (3-71). Температуру урана T_U примем равной 800° К:

$$-\ln\varphi = \frac{5{,}87 \cdot 0{,}775\,(1 + 17{,}5 \cdot 10^{-3}\sqrt{T_U})\,d^{3/2} + 3{,}02d^2}{a^2 - 0{,}785d^2} =$$

$$= \frac{5{,}87 \cdot 0{,}775\,(1 + 17{,}5 \cdot 10^{-3}\sqrt{800})\,3^{3/2} + 3{,}02 \cdot 3^2}{a^2 - 0{,}785 \cdot 3^2} = \frac{62{,}5}{a^2 - 7{,}065}.$$

Размещение технологических каналов примем по квадратной решетке. Тогда для разных величин шага a получим следующие значения φ:

$a=$	15	17,5	20	22,5	25 *см*
$\varphi=$	0,750	0,812	0,853	0,880	0,905

Коэффициент теплового использования θ определяется по формуле (3-63):

$$\frac{1}{\theta} = 1 + F\sum\frac{\Sigma_{an}q_n}{\Sigma_{aU}q_U} + (E-1).$$

Входящий в эту формулу коэффициент проигрыша F подсчитывается по формуле (3-61):

$$F = 1 + \frac{(K_U r_U)^2}{8} - \frac{(K_U r_U)^4}{192}.$$

Для природного урана согласно табл. 3-5 величина $K_U = 0{,}72$ *см*$^{-1}$. Следовательно, $K_U r_U = 0{,}72 \cdot 1{,}5 = 1{,}08$ и

$$F = 1 + \frac{1{,}08^2}{8} - \frac{1{,}08^4}{192} = 1{,}139.$$

Величина $E-1$ определяется по формуле (3-64):

$$E - 1 = \frac{(K_M r_M)^2}{2}\left(\ln\frac{r_M}{r_U} - 0{,}75\right).$$

По табл. 3-5 для графита $K_M = 0{,}02$ *см*$^{-1}$. Радиус замедлителя в ячейке технологического канала $r_M = \frac{a}{\sqrt{\pi}}$. Для принятых выше значений шага a получим:

$a=$	15	17,5	20	22,5	25 *см*
$r_M=$	8,45	9,87	11,27	12,7	14,1 *см*
$K_M r_M=$	0,169	0,197	0,225	0,254	0,282
$E-1=$	0,014	0,022	0,032	0,045	0,059

Определим отношение поперечных геометрических сечений различных материалов, входящих в состав активной зоны, к сечению урана при $\Delta_щ = 1{,}5$ *мм*:

сечение циркония

$$\frac{q_{об}}{q_U} = \frac{0,774}{7,065} = 0,1095;$$

сечение циркалоя

$$\frac{q_{тр}}{q_U} = \frac{1,427}{7,065} = 0,2020;$$

сечение воды

$$\frac{q_{H_2O}}{q_U} = \frac{1,48}{7,065} = 0,210.$$

Сечение графита зависит от радиуса замедлителя r_M и внешнего диаметра трубы технологического канала:

$$q_{гр} = 0,785\,[(2r_M)^2 - d_3^2].$$

Для $a = 15$ *см* получим:

$$q_{гр} = 0,785\,(16,9^2 - 3,7^2) = 214 \text{ см}^2;$$

$$\frac{q_{гр}}{q_U} = \frac{214}{7,065} = 30,3.$$

Эффективное макроскопическое сечение поглощения циркония, очищенного до содержания 0,2% гафния, составляет $12,7 \cdot 10^{-3}$ *см*$^{-1}$, циркалоя — $13,2 \cdot 10^{-3}$ *см*$^{-1}$, графита с учетом примесей—$0,372 \cdot 10^{-3}$ *см*.

Следовательно,

$$\frac{1}{\theta} = 1 + 1,139\left(\frac{0,372\cdot10^{-3}}{0,368}30,3 + \frac{21,373\cdot10^{-3}}{0,368}0,210 + \right.$$

$$\left. + \frac{12,7\cdot10^{-3}}{0,368}0,1095 + \frac{13,2\cdot10^{-3}}{0,368}0,202\right) + 0,014 = 1,0755.$$

Значит, коэффициент теплового использования

$$\theta = \frac{1}{1,0755} = 0,93.$$

Коэффициент размножения для бесконечной среды

$$k_\infty = 1,38 \cdot 0,75 \cdot 0,93 = 0,962.$$

В табл. П-2 дана сводка значений k_∞ для всех вариантов расчета.

Таблица П-2

$\Delta_щ$ \ a =	15	17,5	20	22,5	25
1,5	0,962	1,030	1,052	1,063	1,060
2,0	—	1,025	1,047	1,056	1,054
3,0	—	1,016	1,038	1,046	1,042
5,0	—	—	1,016	1,031	1,027

На рис. П-5 данные табл. П-2 представлены графически, что дает возможность определить максимальные значения k_∞ для каждого значения

$\Delta_щ$ и шаги a, соответствующие максимальным значениям k_∞. Из рис. П-5 получим:

$$\Delta_щ = 1{,}5 \text{ мм}, \quad k_\infty^{макс} = 1{,}064 \quad \text{при } a = 23{,}1 \text{ см}$$
$$\Delta_щ = 2{,}0 \text{ мм}, \quad k_\infty^{макс} = 1{,}057 \quad \text{при } a = 23{,}2 \text{ см}$$
$$\Delta_щ = 3{,}0 \text{ мм}, \quad k_\infty^{макс} = 1{,}047 \quad \text{при } a = 23{,}4 \text{ см}$$
$$\Delta_щ = 5{,}0 \text{ мм}, \quad k_\infty^{макс} = 1{,}032 \quad \text{при } a = 23{,}7 \text{ см}$$

Варианты с $\Delta_щ = 3$ и 5 *мм* были отвергнуты уже в результате расчета теплоотдачи, так как в этих вариантах потребовалась бы слишком большая длина активной части технологического канала для того, чтобы максимальная температура в центре сердечников тепловыделяющих элементов не превысила заданного значения $\vartheta_ц^{макс} = 660°$ C. Эти варианты неблагоприятны и по $k_\infty^{макс}$, который для них получается недостаточно большим. Таким образом, физический расчет приводит к тем же вариантам с $\Delta_щ$, равными 1,5 и 2,0 *мм*, что и расчет теплоотдачи.

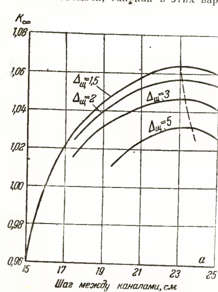


Рис. П-5. Коэффициент размножения в бесконечной среде.

Б. Размеры активной зоны

Активная зона цилиндрической формы — без отражателя. Определим ее размеры для вариантов с $\Delta_щ = 1{,}5$ *мм* и $\Delta_щ = 2{,}0$ *мм*, считая, что начальный запас реактивности на отравление, шлакование и регулирование равен 3,3%, т. е. $k_{эф} = 1{,}033$.

С целью увеличения числа технологических каналов, а следовательно, и мощности реактора целесообразно принять несколько меньшие значения шага между каналами a, чем значения, соответствующие максимуму k_∞ (рис. П-5). Примем для обоих вариантов $a = 22{,}5$ *см*.

Для подсчета размеров активной зоны нужно сначала определить параметр B^2 из уравнения (3-85). В данном случае, поскольку размеры активной зоны велики, можно воспользоваться приближенной формулой, получаемой из формулы (3-88):

$$B^2 = \frac{k_\infty - k_{эф}}{k_\infty \tau + L^2 k_{эф}}.$$

Приведем подсчет размеров активной зоны для варианта с $\Delta_щ = 1{,}5$ *мм*.

По табл. 3-7 для графита $\tau = 350$ $см^2$. Квадрат диффузионной длины в активной зоне может быть подсчитан по формуле (3-80):

$$L^2 = L_0^2 \frac{\frac{\Sigma_{aM}}{\Sigma_{aU}} \frac{q_{гр}}{q_U} F + (E-1)}{1 + \left(\frac{\Sigma_{aоб}}{\Sigma_{aU}} \cdot \frac{q_{об}}{q_U} + \frac{\Sigma_{aтр}}{\Sigma_{aU}} \cdot \frac{q_{тр}}{q_U} + \frac{\Sigma_{a\,H_2O}}{\Sigma_{aU}} \cdot \frac{q_{H_2O}}{q_U}\right) F} =$$

$$= 2500 \frac{\frac{0,372 \cdot 10^{-3}}{0,368} \cdot \frac{495,5}{7,065} 1,139 + 0,045}{1 + \left(\frac{12,7 \cdot 10^{-3}}{0,368} 0,1095 + \frac{13,2 \cdot 10^{-3}}{0,368} 0,202 + \frac{21,373}{0,368} 0,21\right) 1,139} = 306.$$

Следовательно,

$$B^2 = \frac{1,063 - 1,033}{1,063 \cdot 350 + 306 \cdot 1,033} = 0,433 \cdot 10^{-4};$$

$$B = \sqrt{0,433 \cdot 10^{-4}} = 0,66 \cdot 10^{-2} \ см^{-1}.$$

Размеры активной зоны, имеющей минимальный объем, находим по формулам (3-93) и (3-94):

$$H = \frac{5,441}{B} = \frac{5,441}{0,66 \cdot 10^{-2}} = 823 \ см;$$

$$R = \frac{2,945}{B} = \frac{2,945}{0,66 \cdot 10^{-2}} = 445 \ см.$$

Высота активной зоны H может быть уменьшена до минимального значения длины активной части технологического канала, полученного из условия $\vartheta_ц = 660°$ С и равного 7,9 *м.* Тогда по уравнению (3-77)

$$0,433 \cdot 10^{-4} = \left(\frac{2,405}{R}\right)^2 + \left(\frac{3,14}{7,9 \cdot 10^2}\right)^2,$$

откуда $R = 455$ *см.* При этом объем активной зоны возрастает по сравнению с его минимальной величиной всего лишь на 0,6%.

Число технологических каналов

$$n = \frac{\pi R^2}{a^2} = \frac{3,14 \cdot 455^2}{22,5^2} = 1\,284 \text{ шт.}$$

Принимая мощность центрального технологического канала равной 855 *квт* и коэффициент усреднения мощности по радиусу реактора 0,46, получим тепловую мощность реактора:

$$N_т = 855 \cdot 1\,284 \cdot 0,46 = 505\,000 \ квт.$$

Загрузка реактора ураном

$$G_U = 7,065 \cdot 790 \cdot 18,9 \cdot 1\,284 \cdot 10^{-3} = 135 \ т.$$

Средняя удельная мощность

$$N_{уд}^{ср} = \frac{505\,000}{135\,000} \approx 3,75 \ квт/кг.$$

В табл. П-3 дано сопоставление результатов расчета по обоим вариантам активных зон: с $\Delta_щ = 1,5$ *мм* и $\Delta_щ = 2,0$ *мм.*

Таблица П-3

	Обозначение	Размерность	Варианты I	Варианты II
Ширина щели	$\Delta_{щ}$	*мм*	1,5	2,0
Шаг между каналами	a	*см*	22,5	22,5
Коэффициент размножения для бесконечной среды	k_{∞}	—	1,063	1,056
Геометрический параметр	B	*см*$^{-2}$	$0,433\cdot10^{-4}$	$0,386\cdot10^{-4}$
Высота активной зоны	H	*м*	7,9	10,0
Радиус активной зоны	R	„	4,55	4,49
Число технологических каналов	n	шт.	1 284	1 250
Загрузка урана	G_U	*т*	135	167
Мощность центрального канала	N_0	*квт*	855	1 160
Температура теплоносителя на выходе из реактора	t''	°C	287	285
Тепловая мощность реактора	N_m	*Мвт*	505	666
Удельная мощность	$N_{уд}$	*квт/кг*	3,75	4,00

Следует выбрать второй вариант, поскольку у него тепловая мощность на 32%, а удельная—на 7% больше, чем в варианте первом.

5. Энергетическая часть установки

Ввиду большого различия между температурами теплоносителя на входе и выходе целесообразно использовать схему с двумя ступенями давления пара. В ступени низкого давления можно применить насыщенный пар давлением 2,4 *ата*, в ступени высокого давления — перегретый пар с давлением 8 *ата* и температурой 240° С. Примем, что на долю ступени низкого давления приходится 25% всего тепла. Давление в конденсаторе примем равным 0,04 *ата*, чему соответствуют температура 28,6° С и теплосодержание воды $i' = 28,67$ *ккал/кг*.

Перепад теплосодержания по пару низкого давления

$$\Delta i_{н.д} = 648,2 - 28,67 = 619,53 \text{ ккал/кг}$$

и по пару высокого давления

$$\Delta i_{в.д} = 699,6 - 28,67 = 670,93 \text{ ккал/кг}.$$

Суммарный перепад теплосодержания

$$\Delta i = 0,25\cdot619,53 + 0,75\cdot670,93 = 658,09 \text{ ккал/кг}.$$

Регенеративный подогрев отсутствует. В экономайзере низкого давления вся питательная вода нагревается до температуры 125,5° С и приобретает теплосодержание, равное 125,9 *ккал/кг*:

$$\Delta i'_{н.д} = 125,90 - 28,67 = 97,23 \text{ ккал/кг},$$

что составляет $\frac{97,23}{658,09} = 14,8\%$ общего количества тепла.

Из экономайзера низкого давления часть воды поступает в парогенератор низкого давления, а остальное количество воды — в экономайзер высокого давления. Так как теплота парообразования при давлении

2,4 *ата* составляет 522,3 *ккал/кг*, то приращение теплосодержания пара в парогенераторе низкого давления, отнесенное к суммарному приросту теплосодержания в установке, будет равно

$$\frac{522{,}3\cdot 0{,}25}{658{,}09} = 19{,}8\%.$$

В экономайзере высокого давления питательная вода, поступающая в парогенератор высокого давления, подогревается со 125,5 до 169,6° С и теплосодержание ее повышается на 171,4—125,9=45,5 *ккал/кг*. Доля тепла, расходуемого на подогрев воды в экономайзере высокого давления, равна:

$$\frac{45{,}5\cdot 0{,}75}{658{,}09} = 5{,}2\%.$$

Доля тепла, расходуемого в парогенераторе высокого давления, считая теплоту парообразования при 8 *ата* равной 489,8 *ккал/кг*,

$$\frac{489{,}8\cdot 0{,}75}{658{,}09} = 55{,}8\%$$

Наконец, на пароперегреватель высокого давления, из которого пар выходит с теплосодержанием 699,6 *ккал/кг*, соответствующим давлению 8 *ата* и температуре 240° С, приходится доля тепла, равная

$$\frac{699{,}6 - 601{,}2}{658{,}09}\, 0{,}75 = 4{,}4\%.$$

Температурная диаграмма, составленная по данным этого расчета, представлена на рис. П-6.

Рис. П-6. Температурная диаграмма ядерной энергетической установки.

Приближенные значения к. п. д. для каждой ступени давления могут быть взяты по рис. 9-9:

для $p = 2{,}4$ *ата* $\eta_э = 16{,}8\%$;

для $p = 8{,}0$ *ата* $\eta_э = 22{,}0\%$.

Результирующее значение электрического к. п. д.

$$\eta_э = 0{,}25\cdot 16{,}8 + 0{,}75\cdot 22{,}0 = 20{,}7\%.$$

Следовательно, электрическая мощность установки

$$N_э = \eta_э N_m = 0{,}207\cdot 666\,000 = 138\,000 \text{ квт}.$$

Теперь необходимо проверить, соответствует ли принятой температуре теплоносителя на входе в реактор $t_0 = 100°$ С максимальная электрическая мощность установки. С этой целью необходимо выполнить тепловые расчеты реактора принятых размеров для других значений температуры теплоносителя на входе в реактор. При температуре t_0=150° С ступени давления

энергетической части могут быть приняты равными 8 и 16 *ата* с распределением тепла соответственно 30 и 70%. Значение электрического к. п. д. повышается до ~ 23%. Но тепловая мощность реактора уменьшается до 505 *Мвт*, вследствие чего электрическая мощность тоже снижается и становится равной 116 *Мвт*.

Понижение температуры теплоносителя на входе в реактор возможно лишь в очень ограниченных размерах. Можно принять $t_0 = 85°$ С. В этом случае ступень низкого давления должна быть снижена до 1,4 *ата*, а

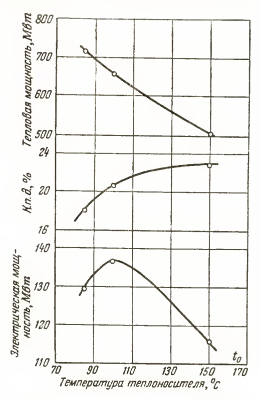


Рис. П-7. Определение оптимальной температуры теплоносителя на входе в реактор.

ступень высокого давления — до 6 *ата*. Коэффициент полезного действия такой установки будет равен 18%. При этом тепловая мощность возрастет до 720 *Мвт*, но электрическая мощность будет меньше, чем при $t_0 = 100°$ С. Она будет равна 129,5 *Мвт*. Рис. П-7 показывает, что максимум электрической мощности соответствует начальной температуре теплоносителя $t_0 \approx$ $\approx 100°$ С. При этом средняя температура теплоносителя составит около 193° С, тогда как подсчет по формуле (9-27) дает:

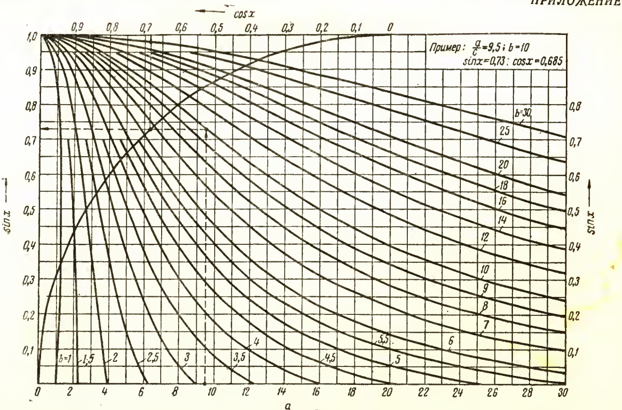
$$T_{cp} = \sqrt{(290 + 273)(28{,}6 + 273)} = 413° \text{ К},$$

т. е. всего лишь 140° С. Таким образом, формула (9-27) дает заниженные значения средней температуры теплоносителя.

ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ (v=2 200 *м/сек*)

Элемент	Символ	Атомный номер Z	Атомный вес A	Плотность γ, *г/см³*, при 20° С (газы — при 0° С и 760 *мм рт. ст.*)	Поперечное сечение поглощения для тепловых нейтронов		
					σ_a, барн	*см²/г*	Σ_a, *см*$^{-1}$
1	2	3	4	5	6	7	8
Азот	N	7	14,008	$1,250\cdot10^{-3}$	1,88	0,0808	0,00010
Алюминий	Al	13	26,970	2,7	0,23	0,00514	0,01387
Аргон	Ar	18	39,944	$1,784\cdot10^{-3}$	0,62	0,00935	$0,0167\cdot10^{-3}$
Барий	Ba	56	137,36	3,5	1,17	0,0051	0,01785
Бериллий	Be	4	9,020	1,85	0,010	0,00067	0,001239
Бор	B	5	10,820	2,3	755	42,0	96,6
Бром	Br	35	79,916	3,12	6,6	0,0497	0,155
Ванадий	V	23	50,950	6,1	5,1	0,0604	0,368
Висмут	Bi	83	209,00	9,8	0,032	0,000092	0,0009
Водород	H	1	1,0080	$0,08987\cdot10^{-3}$	0,330	0,198	$0,0178\cdot10^{-3}$
Вольфрам	W	74	183,92	19,2	19,2	0,063	1,21
Гадолиний	Gd	64	156,90	7,95	46 000	176,8	1 405
Галлий	Ga	31	69,72	5,91	2,77	0,024	0,1418
Гафний	Hf	72	178,6	13,36	105	0,356	4,76
Гелий	He	2	4,0024	$0,17847\cdot10^{-3}$	0,00	—	—
Германий	Ge	32	72,60	5,36	2,35	0,0195	0,1045
Гольмий	Ho	67	164,94	8,76	64	0,233	2,04
Диспрозий	Dy	66	162,46	8,56	1 100	4,10	34,9
Европий	Eu	63	152,0	5,22	4 600	18,2	95
Железо	Fe	26	55,85	7,87	2,53	0,0272	0,214
Золото	Au	79	197,2	19,32	98	0,298	5,76
Индий	In	49	114,76	7,31	190	1,0	7,31
Иридий	Ir	77	193,1	22,5	430	1,336	30
Иттербий	Yb	70	173,04	7,01	36	0,125	0,876
Иттрий	Y	39	88,92	5,51	1,38	0,0094	0,0518
Йод	J	53	126,92	4,93	6,7	0,032	0,1578
Кадмий	Cd	48	112,41	8,65	2 550	13,7	118
Калий	K	19	39,096	0,86	1,97	0,0304	0,0261
Кальций	Ca	20	40,08	1,55	0,43	0,0065	0,0101
Кислород	O	8	16,0000	$1,429\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^{-4}$	$0,75\cdot10^{-5}$	$1,07\cdot10^{-8}$
Кобальт	Co	27	58,94	8,8	37	0,378	3,33
Кремний	Si	14	28,06	2,33	0,13	0,0028	0,00652
Криптон	Kr	36	83,66	$3,74\cdot10^{-3}$	28	0,222	$0,83\cdot10^{-3}$
Ксенон	Xe	54	131,3	$5,73\cdot10^{-3}$	35	0,161	$0,923\cdot10^{-3}$
Лантан	La	57	138,92	6,19	8,9	0,039	0,2415
Литий	Li	3	6,94	0,53	71	6,17	3,27
Лютеций	Lu	71	174,99	9,74	108	0,372	3,62
Магний	Mg	12	24,32	1,74	0,063	0,00156	0,00272
Марганец	Mn	25	54,93	7,43	13,2	0,145	1,08
Медь	Cu	29	63,54	8,96	3,69	0,035	0,314
Молибден	Mo	42	95,95	10,2	2,5	0,0157	0,16
Мышьяк	As	33	74,91	5,73	4,1	0,033	0,189
Натрий	Na	11	22,997	0,97	0,505	0,0133	0,013
Неодим	Nd	60	144,27	6,98	46	0,195	1,36
Неон	Ne	10	20,183	$0,8387\cdot10^{-3}$	2,8	0,084	$0,07\cdot10^{-3}$
Никель	Ni	28	58,69	8,9	4,6	0,047	0,42

Элемент	Символ	Атомный номер Z	Атомный вес A	Плотность γ, $г/см^3$, при 20° С (газы — при 0°С и 760 мм рт. ст.)	Поперечное сечение поглощения для тепловых нейтронов		
					σ_a, барн	$см^2/г$	Σ_a, $см^{-1}$
1	2	3	4	5	6	7	8
Ниобий	Nb	41	92,91	8,57	1,1	0,0071	0,0608
Олово	Sn	50	118,70	7,298	0,60	0,00305	0,022
Осмий	Os	76	190,2	22,5	14,7	0,047	1,056
Палладий	Pd	46	106,7	12	8,0	0,045	0,54
Платина	Pt	78	195,23	21,45	8,1	0,025	0,535
Празеодим	Pr	59	140,92	6,78	11,2	0,048	0,325
Рений	Re	75	186,31	20	84	0,27	5,4
Родий	Rh	45	102,91	12,41	150	0,88	10,9
Ртуть	Hg	80	200,61	13,55	380	1,14	15,45
Рубидий	Rb	37	85,48	1,53	0,70	0,0049	0,0075
Рутений	Ru	44	101,7	12,2	2,46	0,0146	0,1782
Самарий	Sm	62	150,43	7,45	5 500	22	164
Свинец	Pb	82	207,21	11,34	0,17	0,0005	0,00566
Селен	Se	34	78,96	4,81	11,8	0,09	0,433
Сера	S	16	32,066	2,07	0,49	0,0092	0,019
Серебро	Ag	47	107,88	10,49	62	0,347	3,64
Скандий	Sc	21	44,96	3,05	24	0,32	0,98
Стронций	Sr	38	87,63	2,60	1,16	0,008	0,0208
Сурьма	Sb	51	121,76	6,62	5,5	0,0272	0,18
Таллий	Tl	81	204,39	11,85	3,3	0,0098	0,116
Тантал	Ta	73	180,95	16,6	21,3	0,071	1,18
Теллур	Te	52	127,61	6,24	4,5	0,021	0,131
Тербий	Tb	65	158,93	8,33	44	0,166	1,382
Титан	Ti	22	47,90	4,51	5,6	0,070	0,315
Торий	Th	90	232,05	11,71	7,57	0,0197	0,230
Туллий	Tu	69	168,94	9,346	118	0,42	3,92
Углерод	C	6	12,01	2,22	0,0032	0,00016	0,00036
Уран	U	92	238,07	19,13	7,68	0,0195	0,372
Фосфор	P	15	30,975	1,82	0,19	0,0037	0,00673
Фтор	F	9	19,0	$1,695 \cdot 10^{-3}$	0,010	0,00032	$0,54 \cdot 10^{-6}$
Хлор	Cl	17	35,457	$3,214 \cdot 10^{-3}$	31,6	0,536	$1,72 \cdot 10^{-3}$
Хром	Cr	24	52,01	7,14	2,9	0,0335	0,24
Цезий	Cs	55	132,91	1,903	29	0,132	0,251
Церий	Ce	58	140,13	6,78	0,70	0,003	0,0203
Цинк	Zn	30	65,38	7,13	1,06	0,0098	0,070
Цирконий	Zr	40	91,22	6,5	0,18	0,00119	0,00774
Эрбий	Er	68	167,2	9,16	166	0,60	5,5



Номограмма для определения величин $\sin x$ и $\cos x$, построенная по формуле $\cos x = \frac{a}{c} \frac{1 + b \sin x}{(b + \sin x)^2}$ (см. стр. 136).

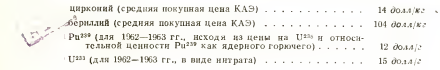
ЦЕНЫ В США НА ЯДЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ*

КАЭ определила действующие с 1 июля 1955 г. секретные цены на ядерные материалы, с гарантией покупки и продажи по этим ценам на ближайшие семь лет. В августе 1955 г. были рассекречены следующие цены:

тяжелая вода	61,73 *долл/кг*
концентрат U_3O_8, природный	17,64 *долл/кг*
природный уран, металлический (0,7% U^{235})	40 *долл/кг*
торий, металлический	43 *долл/кг*

В ноябре 1956 г. и в феврале 1957 г. были объявлены следующие пониженные цены на обогащенный уран в виде гексафторида (UF_6):

Процентное содержание по весу U^{235}	0,72	1,0	1,5	2	3	5	7
Цена урана, *долл/кг*	40,50	75,75	145,50	220,00	375,50	698,25	1028,[illegible]
Цена U^{235}, *долл/г*	5,62	7,58	9,70	11,00	12,52	13,96	14,68
Процентное содержание по весу U^{235}	10	20	30	50	80	90	95
Цена урана, *долл/кг*	1 529	3 223	4 931	8 379	13 596	15 361	16 258
Цена U^{235}, *долл/г*	15,29	16,12	16,44	16,76	17,00	17,07	17,13



Годовые начисления на стоимость ядерного горючего для коммерческих предприятий КАЭ принимает равными 4%. Цены на некоторые материалы:

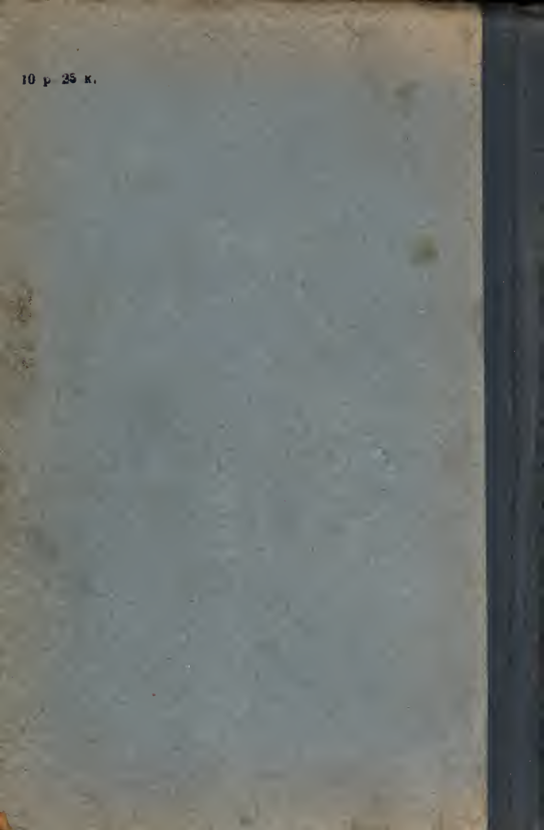
цирконий (средняя покупная цена КАЭ)	14 *долл/кг*
бериллий (средняя покупная цена КАЭ)	104 *долл/кг*
Pu^{239} (для 1962—1963 гг., исходя из цены на U^{235} и относительной ценности Pu^{239} как ядерного горючего)	12 *долл/г*
U^{233} (для 1962—1963 гг., в виде нитрата)	15 *долл/г*

Стоимости изготовления и регенерации могут быть определены с точностью до 25% из неофициальных, заграничных и несекретных прикидочных калькуляций.

Стоимости изготовления: графита	0,55—2,20 *долл/кг*
природного или слабо обогащенного урана	11 *долл/кг*
плутония	22 *долл/кг*
стержней из U^{235} или Pu^{239}, покрытых алюминием	1 *долл/г*
стержней из U^{235} или Pu^{239}, покрытых цирконием	2 *долл/г*
стоимость регенерации Pu и U из тепловыделяющих элементов (до 1967 г., в виде нитратов)	16,9 *долл/кг*

* Из книги Nuclear Engineering, под редакцией Ch. Bonilla, Mc Graw — Hill, 1957.





10 р 25 к.